tijdschrift van het

nederlands elektronica- en radiogenootschap

deel 53 nr. 4 1988

nederlands elektronica- en radiogenootschap

Nederlands Elektronica- en Radiogenootschap
Postbus 39, 2260 AA Leidschendam. Gironummer 94746
t.n.v. Penningmeester NERG, Leidschendam.

HET GENOOTSCHAP

De vereniging stelt zich ten doel het wetenschappelijk onderzoek op het gebied van de elektronica en de informatietransmissie en -verwerking te bevorderen en de verbreiding en toepassing van de verworven kennis te stimuleren.

BESTUUR

LIDMAATSCHAP

Voor lidmaatschap wende men zich tot de secretaris
Het lidmaatschap staat open voor academisch gegradueerden en hen, wier kennis of ervaring naar het oordeel van het bestuur een vruchtbaar lidmaatschap mogelijk maakt. De contributie bedraagt fl. 60,- per jaar.

Studenten aan universiteiten en hogescholen komen bij gevorderde studie in aanmerking voor een junior-lidmaatschap, waarbij 50% reductie wordt verleend op de contributie. Op aanvraag kan deze reductie ook aan anderen worden verleend.

HET TIJDSCHRIFT

Het tijdschrift verschijnt zesmaal per jaar. Opgenomen worden artikelen op het gebied van de elektronica en van de telecommunicatie.

Auteurs die publicatie van hun wetenschappelijk werk in het tijdschrift wensen, wordt verzocht in een vroeg stadium kontakt op te nemen met de voorzitter van de redactie commissie.

De teksten moeten, getypt op door de redactie verstrekte tekstbladen, geheel persklaar voor de offsetdruk worden ingezonden.

De abonnementsprijs van het tijdschrift bedraagt fl. 60,-. Aan leden wordt het tijdschrift kosteloos toegestuurd.

Tarieven en verdere inlichtingen over advertenties worden op aanvrage verstrekt door de voorzitter van de redactiecommissie.

REDACTIECOMMISSIE

ONDERWIJSCOMMISSIE

HIGH-T_c THIN FILM PREPARATION, STRUCTURING AND APPLICATION

H. Rogalla
University of Twente, Dept. of Applied Physics, P.O.B. 217,
7500 AE Enschede, The Netherlands

With the discovery of ceramic superconductors with a high T_c, superconducting electronics can be constructed using these materials. The thin film deposition techniques and the structuring of these films in order to fabricate these superconducting electronics devices is described in the paper. Possible applications of such devices are fast switching devices, the voltage standard, and the SQUID. A SQUID is a sensor for the magnetic flux and is used as a sensor in a magnetometer. It is shown that SQUIDs can be fabricated and used at the temperature of liquid nitrogen. However, the low frequency noise is not yet small enough to use such SQUID magnetometers for the measurement of magnetoencephalograms.

1. Introduction

Even though superconducting electronics did not yet find commercially significant applications outside the research laboratories, it is nevertheless a highly developed and promisingtechnique. Compared to semiconducting devices it offers an enhancement in the switching speed of about 10 at a reduced power consumption of about 1/10. In the USA and even more in Japan quite a large amount of money was spent during the last years for its development and for feasibility studies. As a result a first experimental central unit of a computer, fully based on superconducting electronics, may soon be finished at the Electrotechnical Laboratory in Ibaraki/Japan (for a number of articles and references see Proceedings of the ISEC '87 Conference in Tokyo/Japan).

On the other hand superconducting electronics gives a tool for the fabrication of sensors like Superconducting Quantum Interference Devices (SQUIDs). Their extreme sensitivity for magnetic flux (typ. 12^{-21} Vsec/$\sqrt{\text{Hz}}$) (C.D. Tesche, 1977) opens the possibility to measure e.g. the very small magnetic fields of the heart and to localize currents in the brain. The latter application is already used for the brain research in some biomagnetic laboratories e.g. Helsinki (J. Knuutila, 1987) or the University of Twente in the Netherlands. In near future an important research topic will be the non-invasive precise localization of epileptic discharges in the brain by multiple SQUID gradiometers.

From this short overview over typical applications of superconducting electronics the question arises why it is not wider spread. Surely one answer is the conservatism of the potential users - semiconductors are covering the needs of most of the population and additionally semiconductors showed their ability to adjust to higher switching speeds and lower power consumption. The second answer, and in my opinion the important one, is the need for liquid helium (4.2 K at atmospheric pressure) to operate superconducting electronic devices. Neither is liquid helium easily available and easy to handle nor is the interfacing of the electronics to room temperature devices trivial. Very good thermal insulation is needed.

This holds true up to 1986, but with the discovery of oxidic superconductors by Bednorz and Müller (J.G. Bednorz, 1986) and the subsequent finding of $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ with a T_c of 92 K in 1987 (M.K. Wu, 1987), and BiSrCaCuO ($T_c \approx 105$ K) (H. Maeda, 1987) and TlBaCaCuO ($T_c \approx 120$ K) in 1988, the operation of superconductors in liquid nitrogen (77.3 K at atmospheric pressure) at temperatures sufficiently lower than the superconductor's critical temperature T_c is possible. Liquid nitrogen is a very common coolant in the industry, thus easily available. It is easy to handle and, due to its high evaporation heat, there is no need for extensive thermal shielding. A simple insulating layer of styrofoam is sufficient. If these new ceramic superconductors can be applied in superconducting electronics there may be wider application of such devices at liquid nitrogen temperature - especially since there are already semiconducting supercomputers available which are cooled to 77 K to increase their speed and to improve thermal problems. Thus there will be no big acceptance problem for the superconducting electronics.

In the following two sections I will try to outline what the needs for the fabrication and structuring of these new superconductors are and what major difficulties have to be solved before a successfull

application in superconducting electronics is feasible.

2. Thin film preparation

In order to take advantage of the assembled knowledge in the fabrication of semiconductor devices one already uses the same advanced thin film deposition techniques for the fabrication of superconducting electronic devices from classical superconductors like niobium or niobium-nitrid: e.g. evaporation/coevaporation, molecular beam epitaxy, laser ablation, sputtering and ion beam deposition. In meantime all these techniques have more or less successfully been applied to the thin film preparation of high-T_c superconductors too: in Fig. 1 and 2 two standard high-T_c deposition techniques, the magnetron sputtering and the laser ablation, are schematically shown.

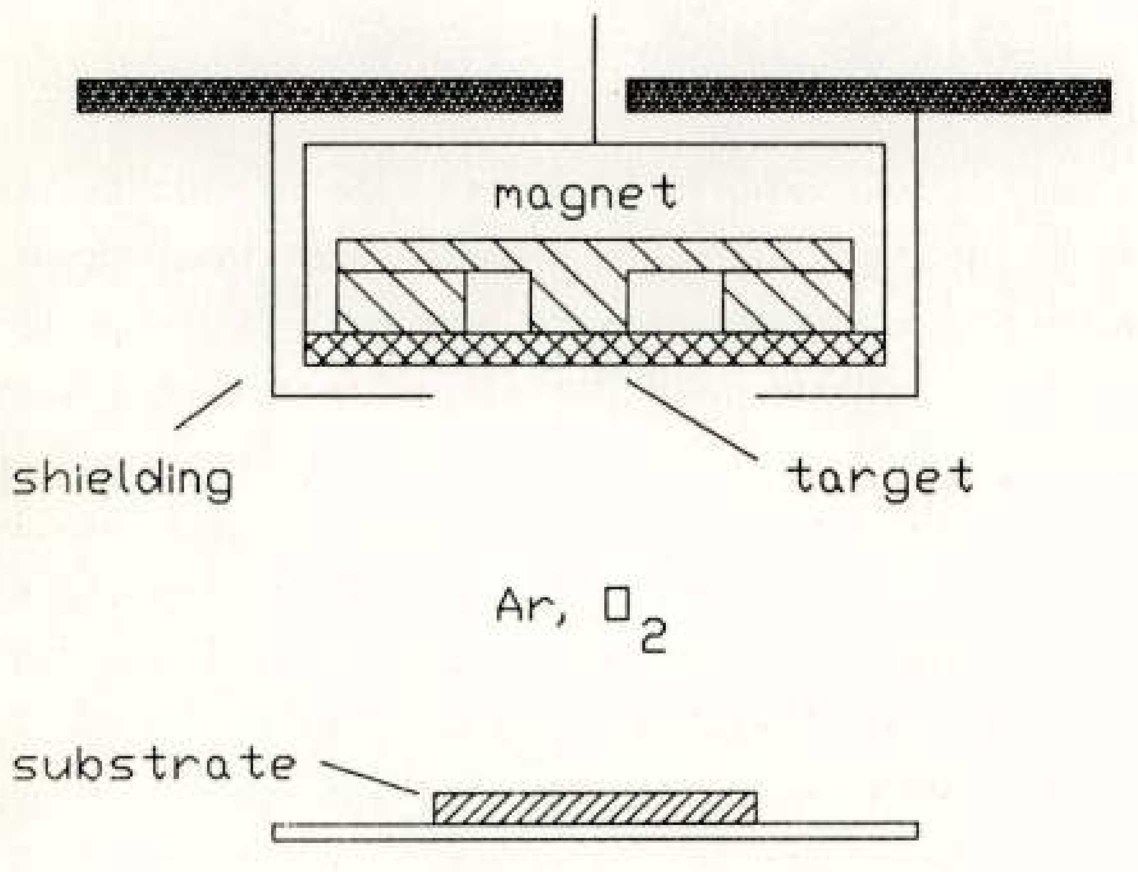


Fig. 1. Magnetron sputter arrangement

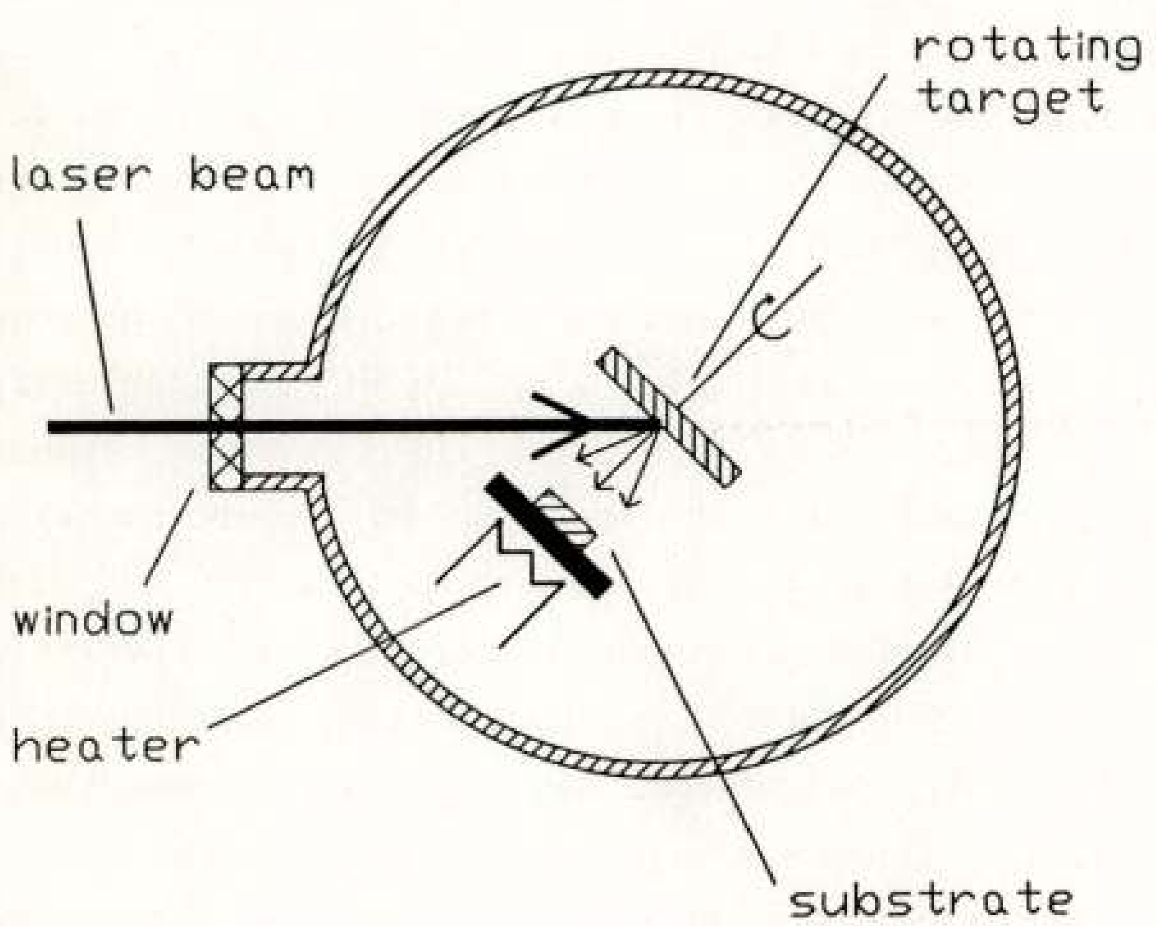


Fig. 2: Laser ablation arrangement

Let us discuss in the following the preparation of YBaCuO-films by magnetron sputtering from a YBaCuO-target as a characteristic example. Currently there are two principle ways for the deposition in use: the 2-step and the 3-step method.

- The 2-step method uses sputter deposition of the films at a substrate temperature of typ. 650 $^{\circ}C$ in an argon/oxygen-mixture, thus immediately growing a cristalline phase. In the second step the films are furtheroxidized at the same temperature in pure oxygen (H. Adachi, 1987).

- The 3-step method uses sputter deposition of an amorphous phase in the first step at lower substrate temperatures (room temperature for instance) in an Ar/O_2-mixture. In the second step the right cristalline phase is grown at about 920 $^{\circ}C$ and in a third step it is loaded with oxygen at about 650 $^{\circ}C$. The second and third step typically takes place in pure oxygen at ambient pressure.

There are advantages and disadvantages connected with two methodes that will determine their application. The 2-step method has the advantage of generally lower deposition temperatures but larger difficulties in structuring, whereas the 3-step method can be used with standard lift-off technique (structuring during the first step with photo resist), but has the disadvantage of higher substrate temperatures. There is up to now no method available that immediately yields the high-T_c phase.

The oxygen loading is a critical parameter. In contrast to the classical superconductors, where oxygen destroys superconductivity, the superconducting properties of ceramic superconductors strongly depend on the oxygen content of the material: $YBa_2Cu_3O_{6.6}$ has a T_c of about 60 K whereas $YBa_2Cu_3O_{6.8}$ already exhibits a T_c of above 90 K. The dependence of superconducting properties on the oxygen content gives rise to difficulties in two ways:

- high temperatures (typ. 650 $^{\circ}C$) in flowing O_2 at ambient pressure are needed in order to load the high-T_c phase with a sufficiently high amount of oxygen. Such high temperatures in an oxygen atmosphere prevent many materials from being used in an integration process.

- after the film preparation the oxygen in the film will slowlydecrease by diffusion and thus the T_c of the film will decrease within some weeks too, if no special precautions against the diffusion are undertaken.

Apart from these difficulties the elevated substrate temperature gives rise to interdiffusion problems between film and substrate. Only few substrate materials do not show such a high amount of diffusion or do not, even in the case of interdiffusion, significantly deteriorate the superconducting properties of a film: single cristals of $SrTiO_3$, in its 100-orientation well usable for epitaxy, Yttrium-stabilized ZrO and MgO. Silicon or silicon-compounds show a very bad influence on the superconductor and can only be used in conjunction with a diffusion barrier of e.g. ZrO. The same holds true for sapphire, a standard substrate for the superconducting electronics.

Aside from these chemical and diffusion problems there are special requirements for the application of these films in superconducting electronics:

- The current carrying capacity of the film should at least be isotrope in the film plane. Since all the high-T_c superconductors are of the perovskite-type with an isotropical high critical current in the a,b-plane, but much less critical current along the c-direction (B. Oh, 1987), only films with c-axis perpendicular to the film surface can be used.

- For multiple layer processes the surface quality of the film has to be good. Neither should it be too rough nor should the surface be covered by a decomposition layer like graphite or $BaCO_3$, which would prevent sticking of a next layer.

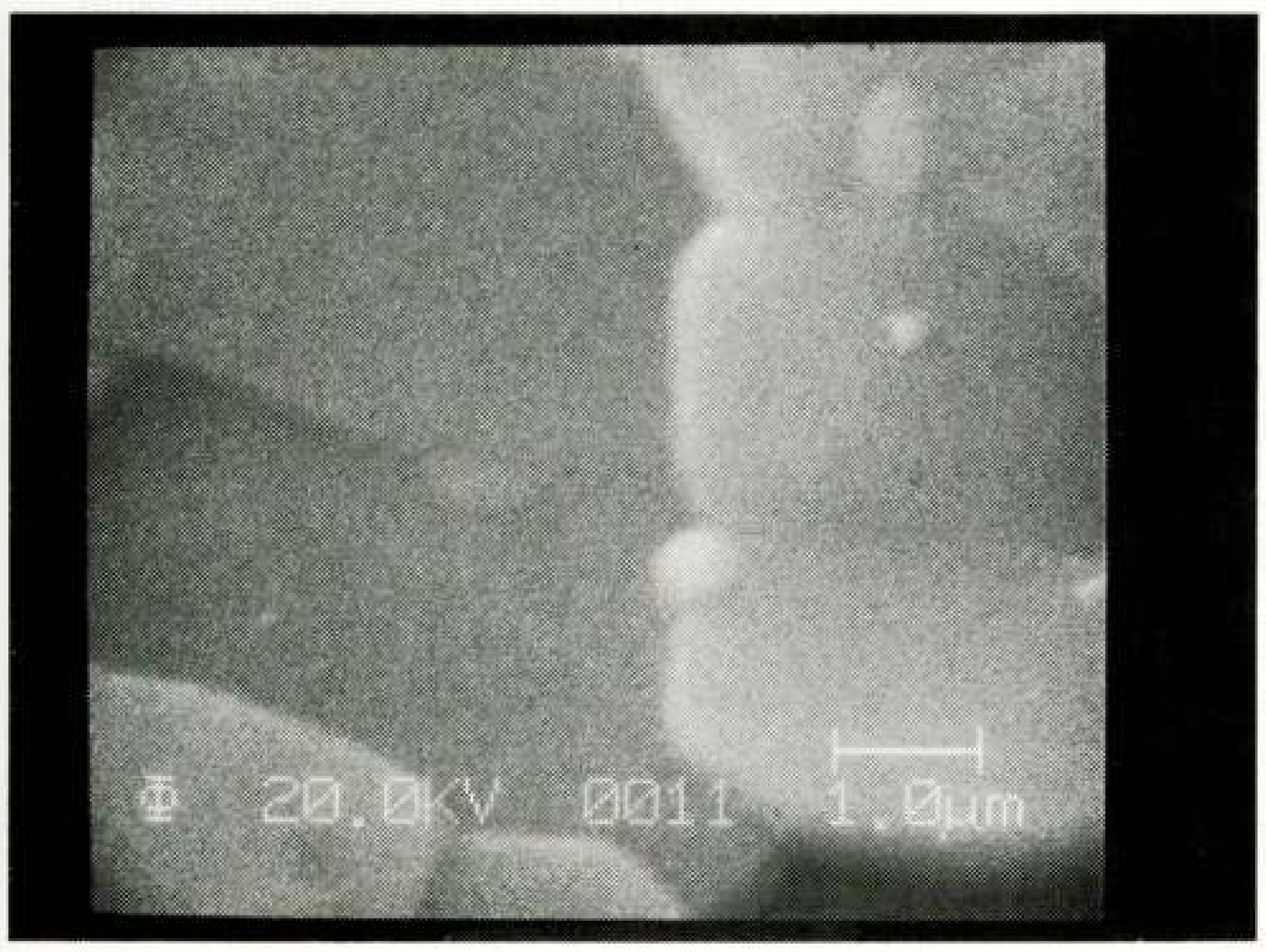


Fig. 3: SEM-picture (magnification 14000x) of a c-axis oriented, rf-sputtered YBaCuO film surface

All these requirements can be met, but it is still a way to go until this goal is fully reached. As an example for a film that at least fulfills some of the requirements, a SEM- picture (see Fig. 3) of a practically fully c-axis oriented YBaCuO-film with quite good surface properties and a decomposition layer of only 5 nm is shown. The T_c of this film is 62 K due to unsufficient oxygen loading (see Fig. 4).

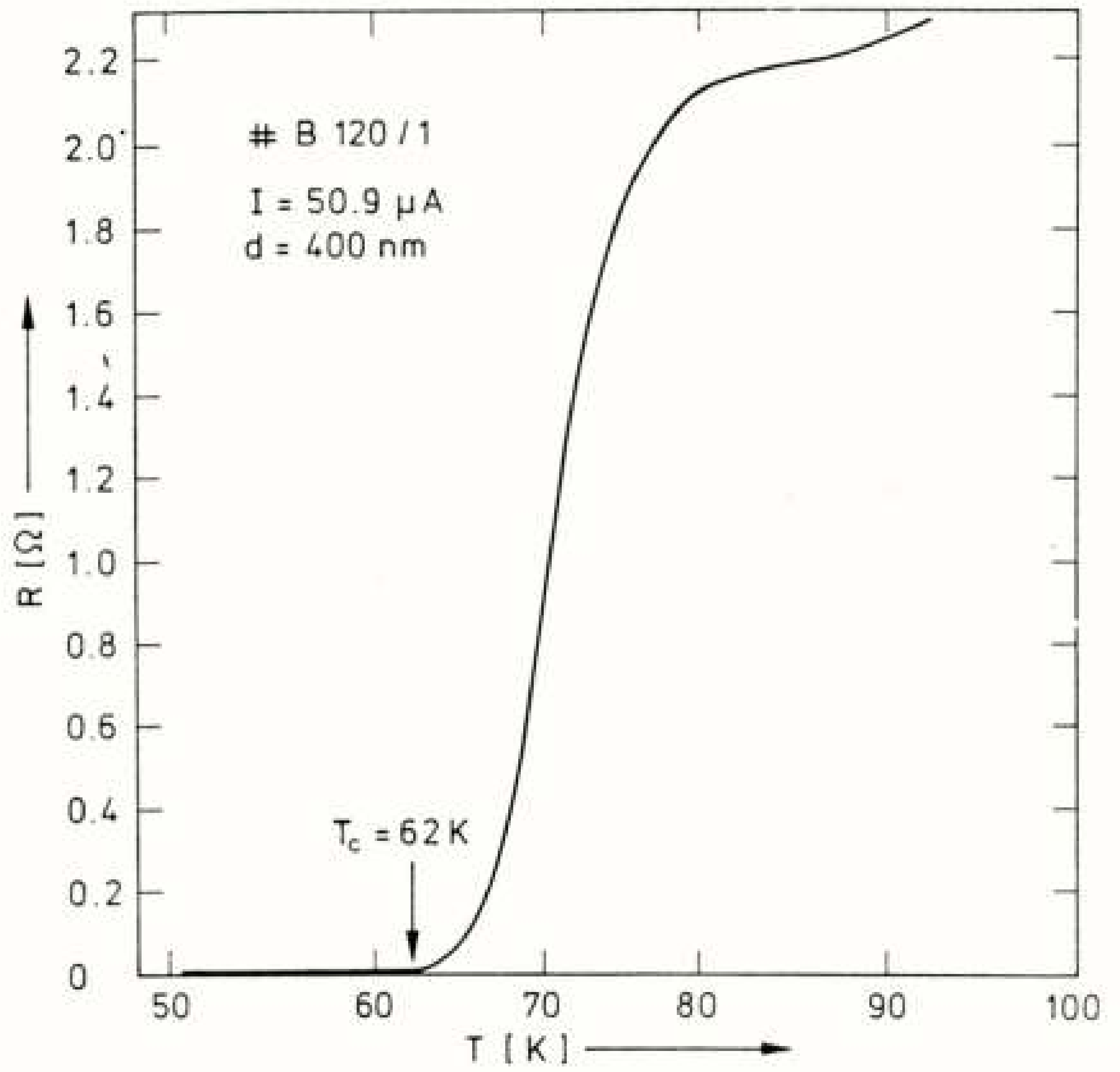


Fig. 4: Temperature dependence of the resistance of an highly textured film

3. Film structuring

For the application of these films in the superconducting electronics the films have to be structured. There are four major ways that are intimately dependent on the preparation technique and the number of layers:

- laser ablation: parts of the film are evaporated by means of a well focussed laser beam. A linewidth of 30 μm can be reached (M. Scheuerman, 1987). The film can be structured before and after the oxygen loading. Thus it is applicable to films prepared using the 2- and 3-step in the above preparation example, but only cutting through all layers down to the substrate can be done. Individual layers can not be removed separately.

- lift-off (see Fig. 5): this method is only applicable in conjunction with ambient temperature deposition techniques like the above 3-step method. Before the deposition of each layer a negatively structured resist film is fabricated covering the areas that

should be protected from film deposition. Next the film is deposited at ambient substrate temperature and the photoresist is removed (e.g. by acetone) together with the unwanted parts of the film. A possible high-temperature step like the oxygen loading has to be done in a next step. Multiple layers with complicated structures can be fabricated that way even in only a moderately equipped laboratory.

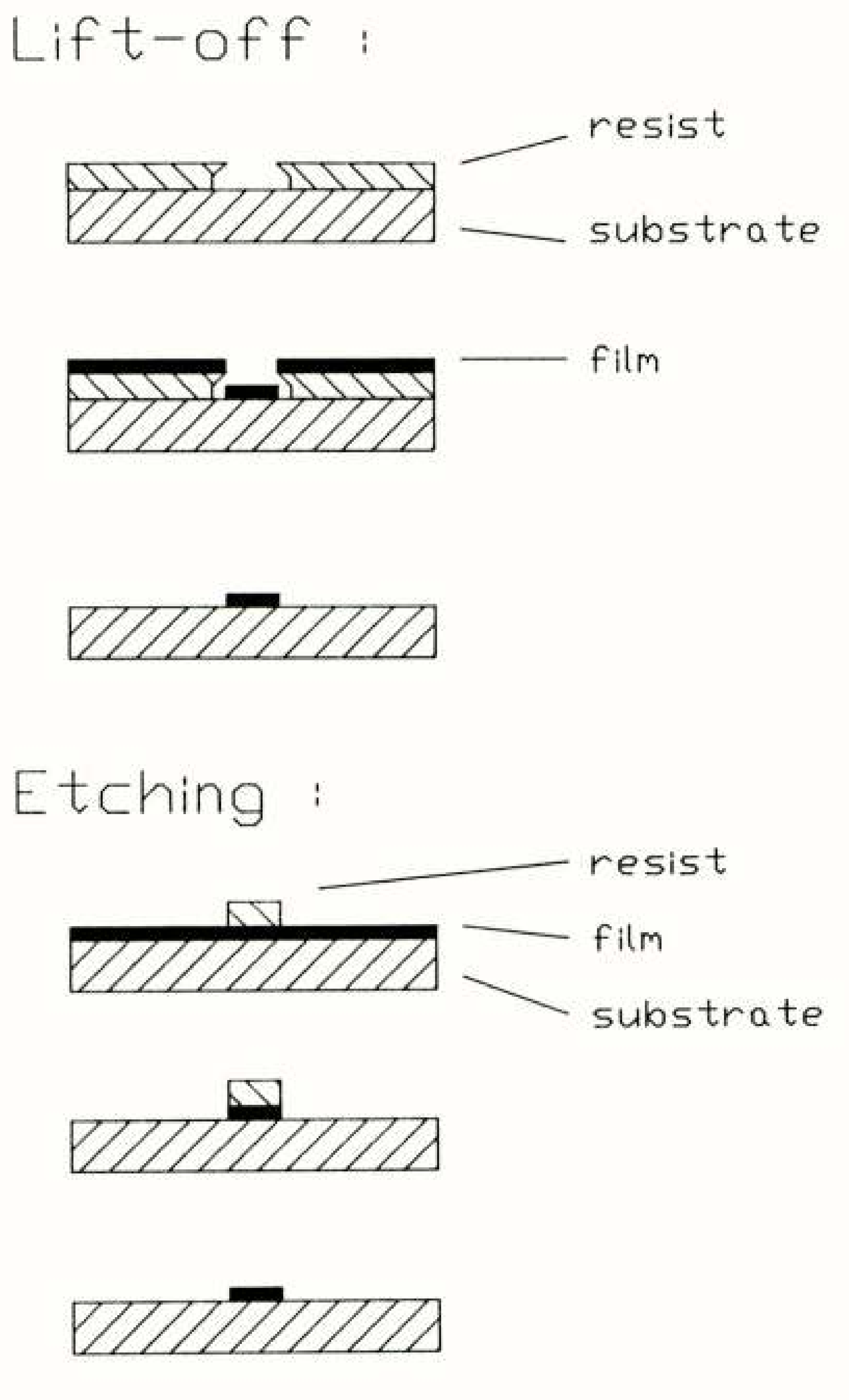


Fig. 5:. Lithographic steps needed for structuring thin films with lift-off or etching

- reactive ion etching (see Fig. 5): this means plasma activated chemical etching of the film under the influence of possible ion bombardement. This method can be applied to films before and after the high-temperature process. Its advantage is the possibility to selectively etch structures into in-situ fabricated multiple layers of different materials by means of different etching gases (e.g. CF_4 stops etching on an even very thin layer of chromium).

- wet chemical etching (see Fig. 5): for the structuring positive masks of photoresist are deposited and wet chemical etchants like HCl and HNO_3 can be used. This method yields only quite wide structures and should be applied before a high temperature process, since aquatious solutions attack the film and strongly influence their long time behavior. Again selective etching in multiple layers of different materials can be performed.

From all these techniques the reactive ion etching is the most advanced and is shown to yield linewidth down to less than 100 nm without degrading the T_c of even quite radiation sensitive superconductors like the old 'high-T_c' material Nb_3Ge. Even though the new ceramic superconductors are even more sensitive to damage due to ion-impact it seems to be possible to apply this technique successfully. Especially in a 3-step preparation process etching before the application of high temperatures seems to be favorable since radiation damage then is of no means - the sensitive oxygen loaded cristalline phase is prepared in the following high-temperature steps.

For many applications in superconducting electronics the lift-off structuring is sufficient. This holds true for the classical superconductors as well as for the high-T_c superconductors. Structures with linewidth down to 1 μm can be fabricated by photolithography and even smaller structures by electronbeam lithography using special multiple layer electronbeam resists. An example of a lift-off structuring with photo lithography is the high-T_c dc-SQUID (see Fig. 6) described in the following section.

Generally a structuring before a high-temperature process seems to be favorable since in such a case the oxygen loading takes place even from the sides of the film and thus a natural protective surface layer against oxygen rediffusion on all open film surfaces is formed. Compared to cutting into a ready-made film this yields a better long-time stability.

4. Application

If two superconductors are loosely coupled to one another (either by a constriction or a thin insulator) they exhibit new and interesting effects: The Josephson effects. A supercurrent can flow from one side to the other even though this is not possible by classical theories - Cooper-pair tunneling makes it possible. Additionally, if a voltage is applied to a junction, an ac-current starts to flow, whose frequency is given by fundamental constants. This method is currently the most precise way to measure voltages. (Accoracy about 10^{-10}) (J. Niemeyer, 1987).

Both effects have applications in classical superconductors: the first one in fast switching devices with typical switching times of a few picoseconds, the second one especially for voltage standards. The series connection of 1500 such junctions exposed to a microwave field with a frequency of 90 gHz may yield a voltage of 1.1 V (R.L. Kautz, 1987). This value is already very reasonable for practical applications, and is used in different bureaus of standards. Both applications suffer somewhat from the low operating temperature of 4.2 K (liquid helium). With the new ceramic superconductors operation in liquid nitrogen could be reached or the maximum frequency could be increased by a factor of about 10, decreasing the necessary number of series connected junctions by 1/10 to reach 1 volt.

Both applications crucially depend on the availability of reliable high quality Josephson junctions. Even though first attempts have been made to fabricate such junctions either as microbridges with multiple grains or by using an individual grain boundary as junction one is still far from the finish line. As mentioned earlier the very small coherence length of about 1 nm makes it very difficult to fabricate tunnel junctions by superconductor-insulator superconductor layers, a technique mostly applied for classical superconductors like Nb or NbN.

Another possible application of high-T_c thin films in the near future are the SQUID-magnetometers. Depending on the mode of operation two different SQUID-types have to be distinguished: the rf-SQUID, consisting of a single Josephson junction closed by a superconducting ring, and the dc-SQUID with two junctions in a ring. The operating principle of an rf-SQUID is the high-frequency measurement of losses in the SQUID, which periodically depend on the magnetic flux through the ring with a period of Φ_0, Φ_0 being the flux quantum $h/2e = 2*10^{-15}$Vsec.

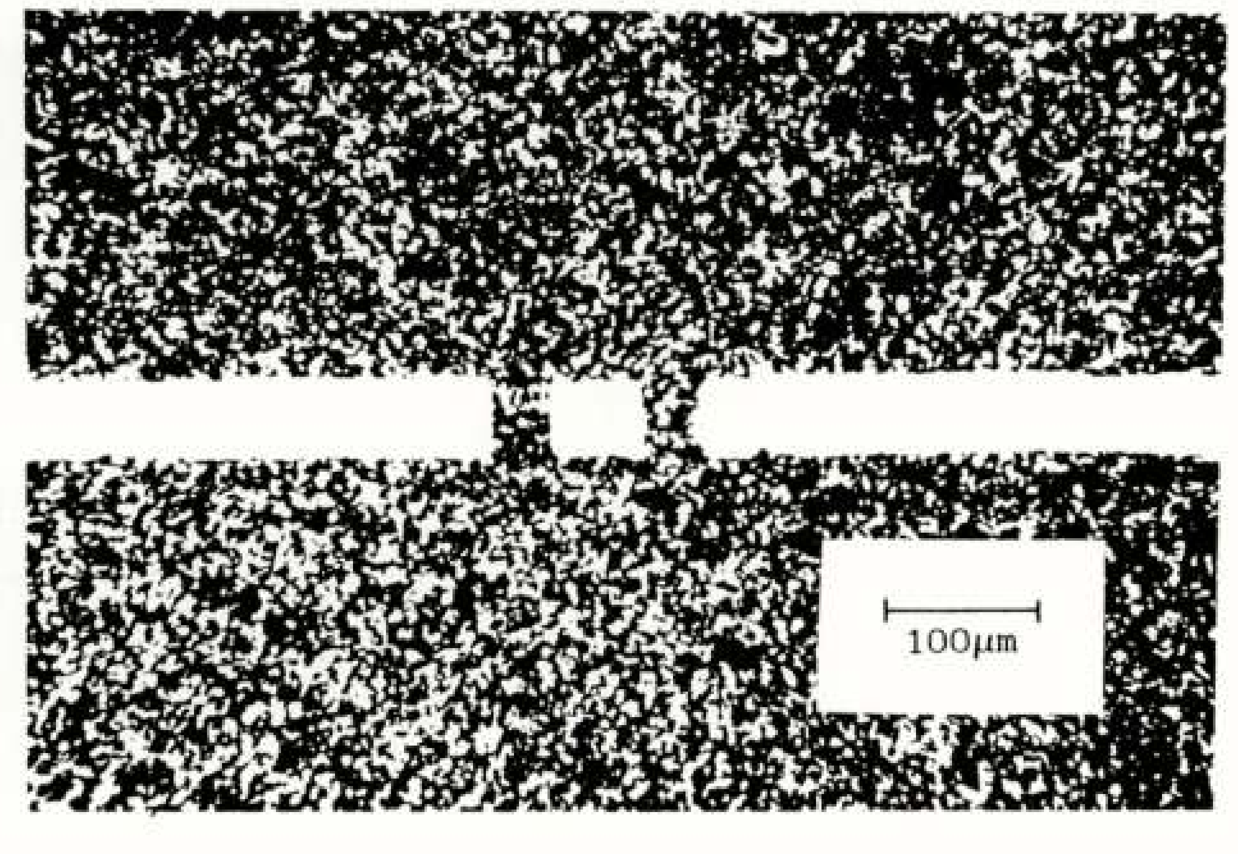


Fig. 6: YBaCuO dc-SQUID with 40 μm wide microbridges, structured in a polycrystalline film

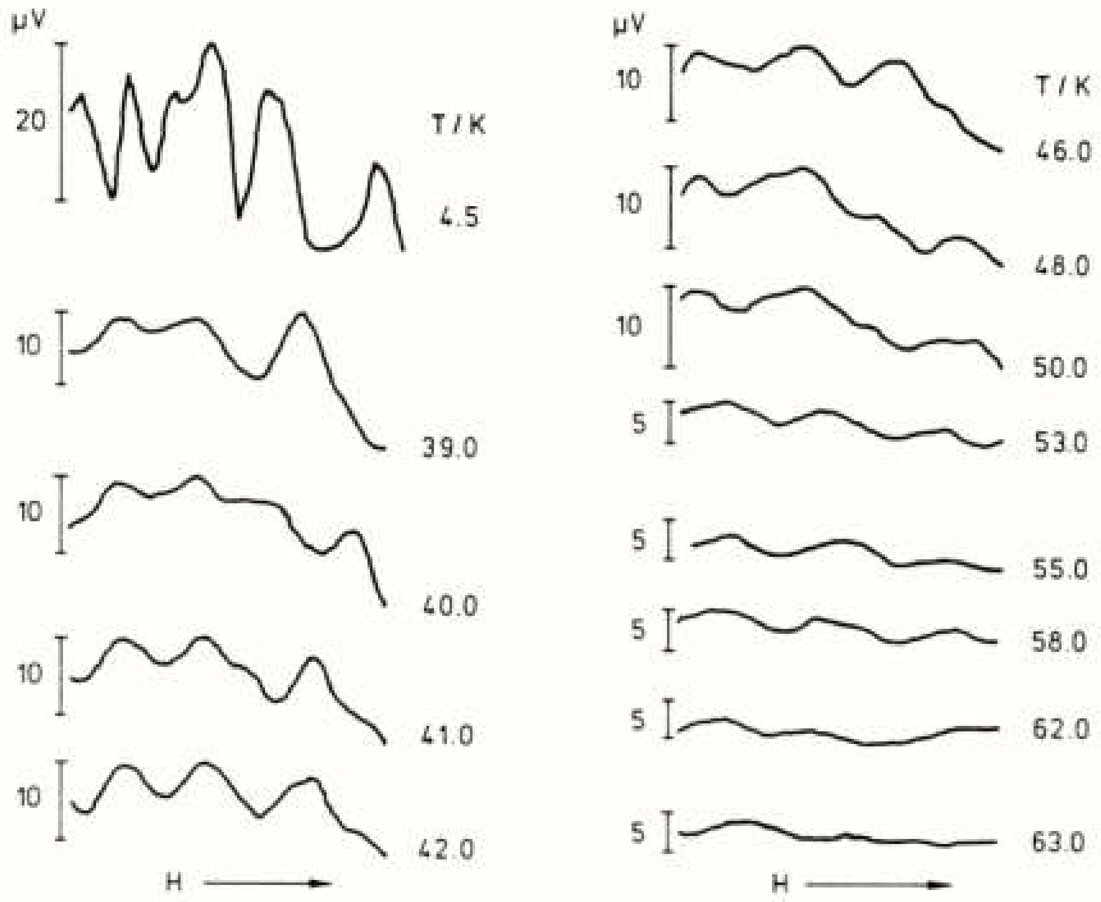


Fig. 7: Modulation of this dc-SQUID, plotted at several temperatures

The dc-SQUID operation relies on the phase coherence in the ring and the Josephson junctions. If we apply a magnetic field to a dc-current biased SQUID the voltage across the SQUID is periodically varying with the flux through the SQUID-loop (see Fig.7). The period is again Φ_0. Both methods for measuring magnetic flux are very sensitive, the noise level for a typical rf-SQUID made from classical superconductors is about $10^{-4}\Phi_0/\sqrt{Hz}$. DC-SQUIDs are even two orders of magnitude better: 10^{-6} $\phi_0/\sqrt{Hz}$. This is sensitive enough to measure the flux resulting from human brain or heart activities.

A crucial question in the application of these devices as sensitive magnetometers is their noise characteristics. From classical SQUIDs it is well known that there are two characteristic regions in their noise spectra, the high frequency noise of constant spectral density (white noise) and the low frequency noise with its spectral density increasing for lower frequency applications, the 1/f noise is a very crucial parameter.

The current status is that the white noise level of high-T_c SQUIDs is comparable to the one of good classical SQUIDs, but the 1/f-noise is much stronger (R.H. Koch, 1988). This seems not to be due to the SQUID-structuring only but to be connected to intrinsic properties of the superconductor. It has been found as well in polycrystalline and epitaxial films as in bulk materials and may be connected with twin boundaries.

Rf-SQUIDs made from bulk YBaCuO have been realized very early (C.M. Pegrum, 1987). Since the grains in the bulk material are very loosely coupled, no structuring seems necessary to achieve a SQUID response, a piece of the ceramic is sufficient. In meantime more advanced SQUIDs have been made (J.E. Zimmerman, 1987) but nevertheless their noise level at 77 K is quite high.

Dc-SQUIDs from YBaCuO polycrystalline films have been prepared by different groups with different techniques (R.H. Koch, 1987, B. Häuser, 1988). All of them yield SQUIDs with Josephson junctions made from quite wide microbridges (typically 10 μm to 500 μm). Superconductivity in these bridges is either naturally weakened by grain boundaries or artificially by pulse heating with a laser or etching. All these SQUIDs show voltage modulation in an external field, but the modulation pattern is often quite complicated.

In summary for the thin film SQUIDs it can be said that it already has been shown that they can be fabricated and used at the temperature of liquid nitrogen, but for sensitive applications their low frequency noise is not yet small enough.

Literature

1. H. Adachi, K. Hirochi, K. Setsune, M. Kitabatake, K. Wasa, Appl. Phys. Lett. 51, 2263 (1987)
2. J.G. Bednorz, K.A. Müller, Z. Phys.B 64, 189 (1986).
3. B. Häuser, M. Diegel, H. Rogalla, Appl. Phys. Lett. 52, 844 (1988).
4. R.L. Kautz, C.A. Hamilton, F.L. Lloyd, IEEE Trans. Mag., MAG-23, 883(1987).
5. J. Knuutila, S. Ahlfors, A. Ahonen, J. Hällström, M. Kajola, O.V. Lounasmaa, V. Vilkman, C. Tesche, Rev. Sci. Instr. 58, 2145 (1987).
6. R.H. Koch, C.P. Umbach, G.J. Clark, P. Chaudari, R.B. Laibowitz, Appl. Phys. Lett. 51, 200 (1987).
7. R.H. Koch, Proc. Int. Conf. on High-Temp. Sup. and Mat. and Mechanisms of Superconductivity, Interlaken/Swiss (1988).
8. H. Maeda, Y. Tanaka, M. Fukutomi, T. Asano, to be publishedin J. Appl. Phys. Lett. 27.
9. J. Niemeyer, IEEE Transactions on Instr. and Measurement, IM-36, 252 (1987).
10. B. Oh, M. Naito, S. Arnason, P. Rosenthal, R. Barton, M.R. Beasley, T.H. Geballe, R.H. Hammond, A. Kapitulnik, J. Appl. Phys. Lett. 51, 852 (1987).
11. C.M. Pegrum, G.B. Donaldson, A.H. Carr, A. Hendry, Appl. Phys. Lett. 51, 1364 (1987).
12. M. Scheuermann, C.C. Chi, C.C. Tsuei, D.S. Yee, J.J. Cuomo, R.B. Laibowitz, R.H. Koch, B. Braren, R. Srinivasan, M.M. Plechaty, Appl. Phys. Lett. 51, 1951 (1987).
13. C.D. Tesche, J. Clarke, J. Low Temp. Phys., 29, 301 (1977).
14. M.K. Wu, J. Ashburn, C.J. Torng, P.H. Hor, R.L. Meng, L. Gao, Z.J. Huang, Y.Q. Wang, C.W. Chu, Phys. Rev. Lett. 58, 908 (1987).
15. J.E. Zimmerman, J.A. Beall, M.W. Cromar, R.H. Ono, Appl. Phys. Lett. 51, 617 (1987).

Voordracht gehouden tijdens de 358e werkvergadering.

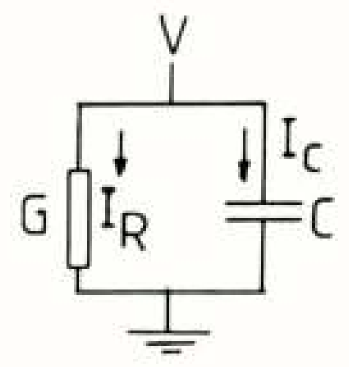
EEN BRUGMETHODE VOOR HET METEN VAN ZEER KLEINE VERLIEZEN IN DIELEKTRICA

Dr.ir. Th. Kwaaitaal
Technische Universiteit Eindhoven

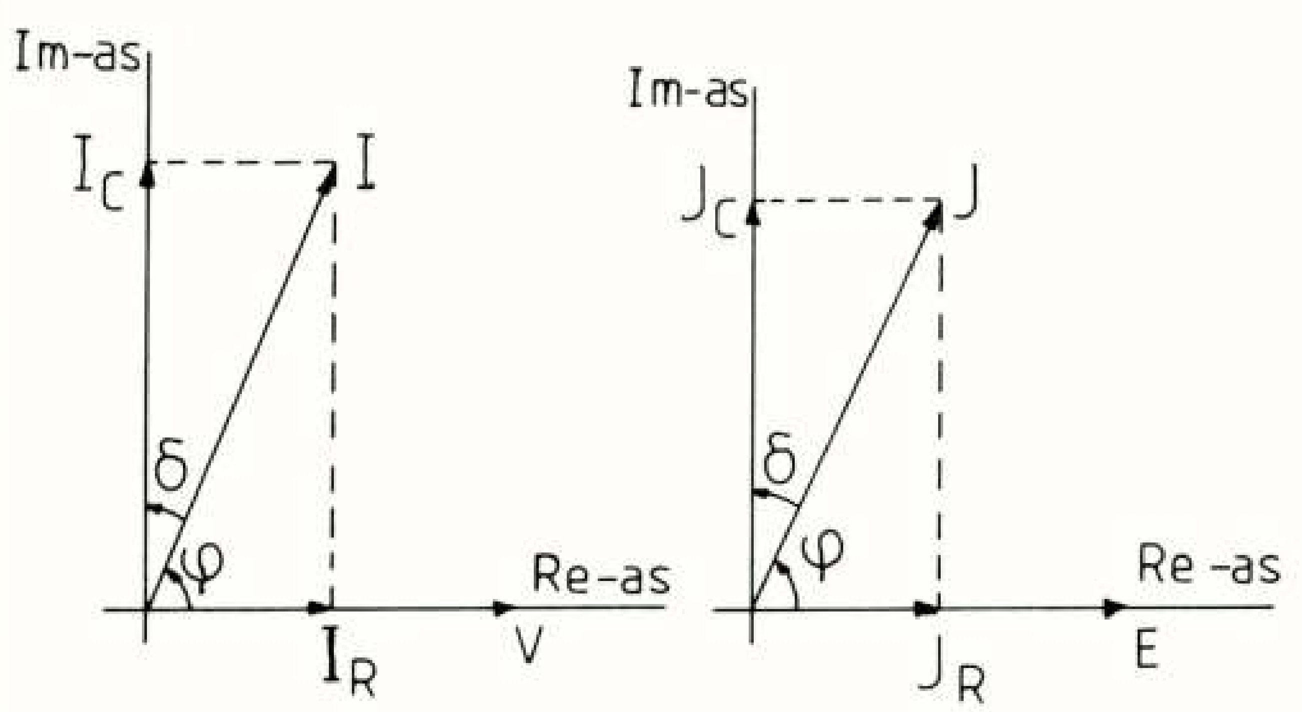
A bridge method for the measurement of very low losses in dielectrics. A new impedance-measuring bridge has been developed, based on the principle of the ratio transformer bridge. It is capable of measuring loss angles of capacitors in the order of ten to several hundreds of picofarads with a sensitivity of one part in 10^{-8} in the frequency range of 500 Hz to 100 kHz. As applications of this bridge we report the measurement of the aging of high voltage polyethelene isolated power cables and the measurement of the loss tangent of single crystals of LiF and CaF_2 as a function of temperature and frequency.

Inleiding

De verlieshoek δ van een diëlektricum is een belangrijke en veel gebruikte maat voor de grootte van de diëlektrische verliezen. Ze geeft informatie over de zuiverheid van een materiaal, over eigenschappen zoals veroudering, over de invloed van straling, enz. Zij kan op twee verschillende manieren gedefinieerd worden, waarbij de eerste definitie meer zal spreken tot de verbeelding van de elektrotechnicus, die gewend is in netwerken te denken en de tweede meer zal spreken tot de physicus en materiaalkundige, die meer geïnteresseerd zijn in materiaalconstanten.



Figuur 1a



Figuur 1b/c

We bekijken een condensator gevuld met een diëlektricum, en vervangen deze door een parallelschakeling van een ideale verliesvrije condensator met capaciteit C en een conductantie G (figuur 1a). Ten gevolge van het aanleggen van een wisselspanning $\overline{V}$ met hoekfrequentie ω ontstaat er een capacitieve laadstroom $\overline{I}_c = \frac{dQ}{dt} = j\omega C\overline{V}$, die 90° in fase voor is t.o.v. de spanning $\overline{V}$ (figuur 1b). Tevens ontstaat er een verliesstroom $\overline{I}_R = G\overline{V}$. De totale stroom $\overline{I}$ is dus

$$\overline{I} = \overline{I}_R + \overline{I}_c = (G + j\omega C)\overline{V}$$

Deze stroom is de verlieshoek δ gedraaid ten opzichte van de positieve imaginaire as, en uit figuur 1b lezen we af dat

$$tg\delta = \left|\frac{\overline{I}_R}{\overline{I}_c}\right| = \frac{G}{\omega C}$$

Bij de volgende beschouwing aan de hand van figuur 1c werken we niet met stromen en spanningen maar met stroomdichtheden $\overline{J}$ en elektrische veldsterkten $\overline{E}$. De wisselspanning $\overline{V}$ die op het diëlektricum wordt aangebracht, veroorzaakt een elektrische veldsterkte $\overline{E} = \overline{V}/\ell$, waarbij ℓ de dikte van het diëlektricum in de condensator is. Er ontstaat nu een totale stroomdichtheid $\overline{J} = \frac{\partial \overline{D}}{\partial t} = j\omega(\varepsilon' - j\varepsilon'')\overline{E}$, die opgesplitst kan worden in een capacitieve stroomdichtheid $\overline{J}_c = j\omega\varepsilon'\overline{E}$ en een resistieve stroomdichtheid $\overline{J}_r = \omega\varepsilon''E$. Hierbij is $\varepsilon = \varepsilon' - j\varepsilon''$ de complexe diëlektrische constante van het materiaal. De verlieshoek wordt nu gegeven door

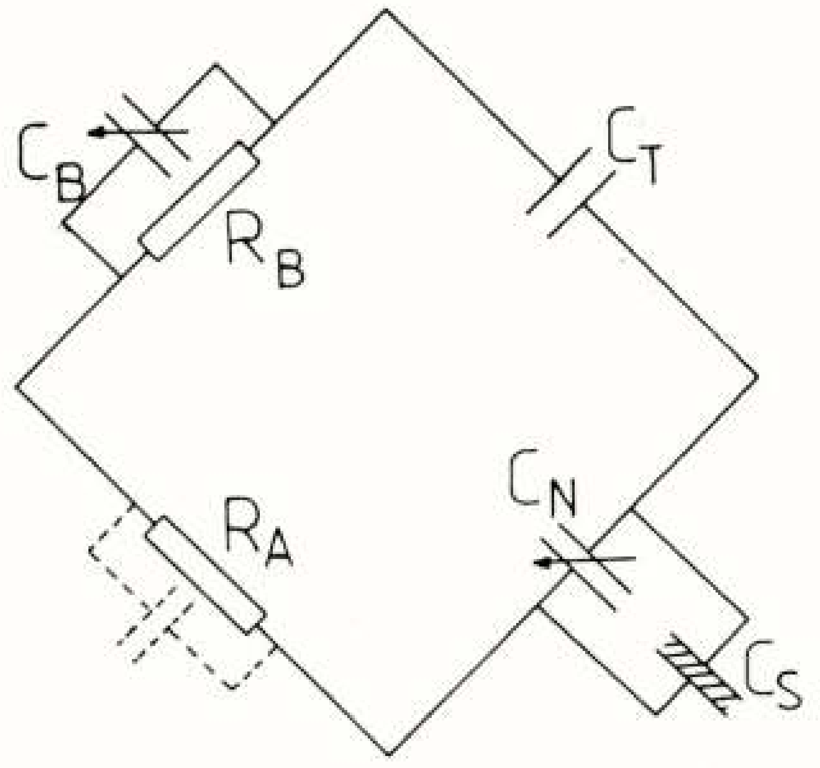
$$tg\delta = \left|\frac{\overline{J}_R}{\overline{J}_c}\right| = \frac{\varepsilon''}{\varepsilon'}$$

De faktor $\omega\varepsilon''$ wordt vaak de diëlektrische geleidbaarheid genoemd.

De totale stroom $\overline{I}$ resp. stroomdichtheid $\overline{J}$ maakt een hoek $\emptyset$ met de spanning $\overline{V}$ resp. de veldsterkte $\overline{E}$. Dit is de bekende hoek $\emptyset$ van de cos $\emptyset$, die zo goed mogelijk gelijk aan 1 moet zijn. Uit de figuur is ook af te leiden dat voor kleine hoeken δ tgδ = cos $\emptyset$.

In het algemeen wordt de Scheringbrug beschouwd als

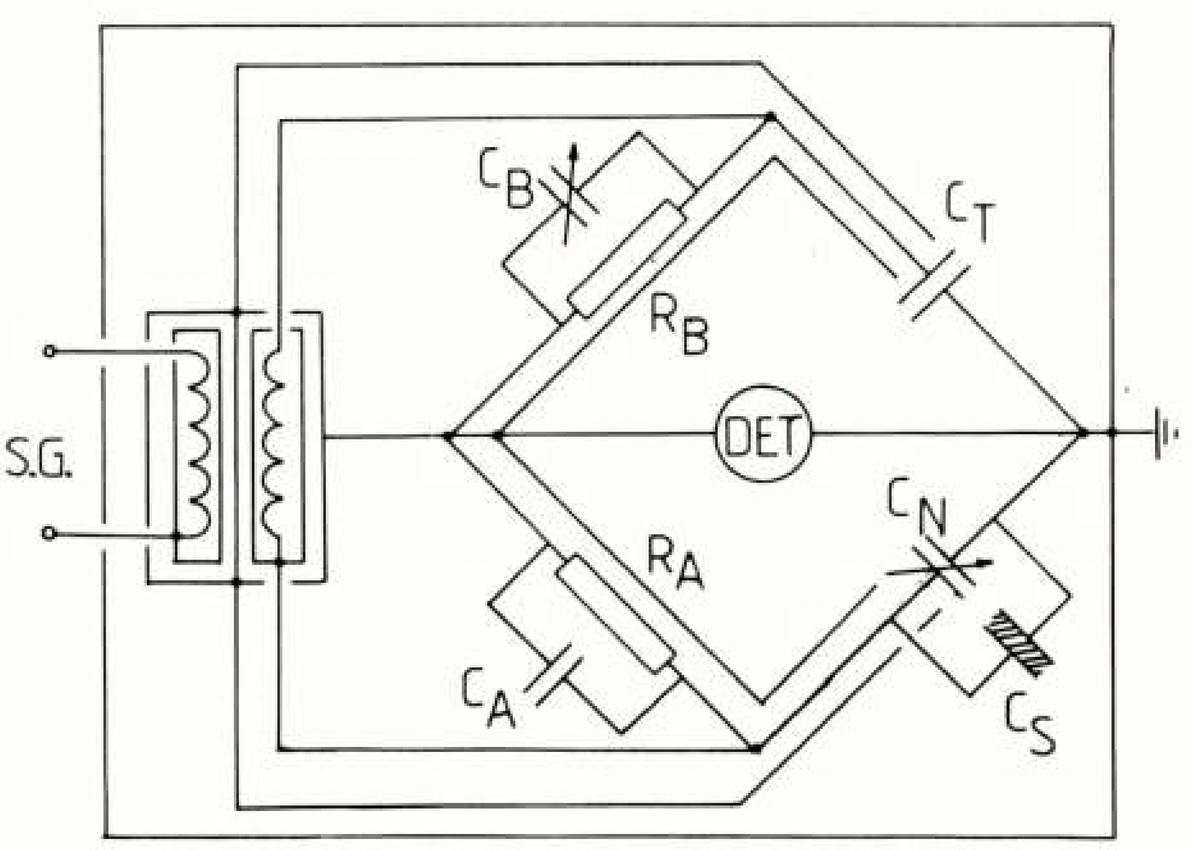
de meest geschikte brug voor het meten van de diëlektrische eigenschappen van materialen, omdat hij tot hoge frequenties met grote nauwkeurigheid werkt. Het principe van deze brug is getoond in figuur 2a. Hij bestaat ge-



Figuur 2a

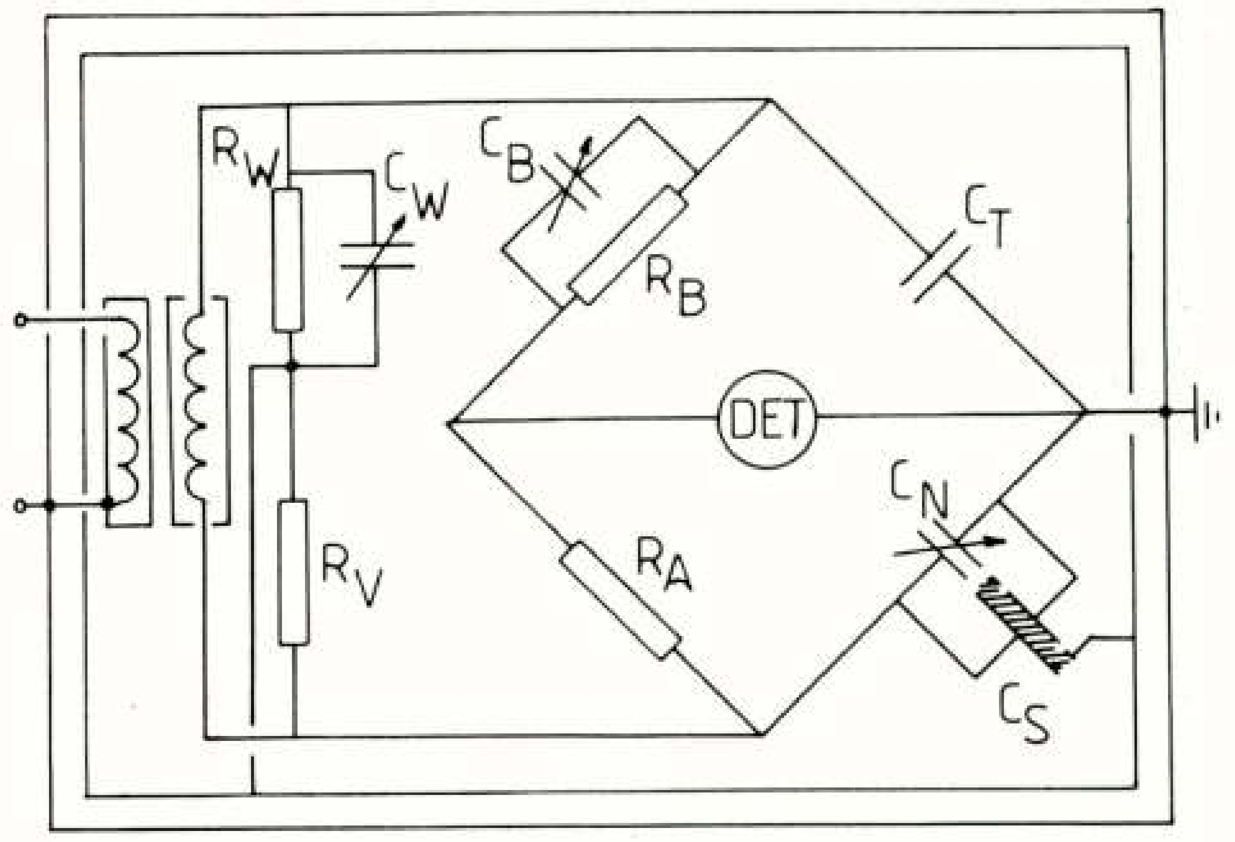
woonlijk uit twee resistieve takken met de gelijke weerstanden R_A en R_B en twee capacitieve takken, met enerzijds de condensator C_T en anderzijds de standaard variabele condensator C_N. Het te meten diëlektricum wordt parallel geschakeld aan C_N, waarna de brug gebalanceerd wordt met behulp van C_N en de aan R_B parallel geschakelde variabele condensator C_B. Vervolgens wordt het te meten diëlektricum verwijderd en wordt de brug weer in evenwicht gebracht. Op die manier wordt het voordeel verkregen van de hoge nauwkeurigheid, inherent aan een substitutiemethode.

Om het optimum uit dit principe te halen moet er nog wel wat gedaan worden. Gewoonlijk is het knooppunt tussen de twee condensatoren C_T en C_N geaard, zodat er voor de voeding een transformator nodig is, omdat van de meeste signaalbronnen één klem geaard is. Tevens is een afscherming nodig, omdat de aardcapaciteiten van de brugtakken met R_A en R_B en van de transformator parallel



Figuur 2b

staan aan de capacitieve takken. Dit veroorzaakt fouten in de meting van de verlieshoek. Deze voeding en afscherming van de brug zijn aangegeven in fig. 2b. Bij het meten van capaciteiten in het picofaradgebied is een driepuntsmeting absoluut vereist om nog enige nauwkeurigheid te kunnen garanderen. Daartoe is het nodig zg. "guard-circuits" aan te brengen, zoals de Wagner aarding, die is aangegeven in figuur 2c. Heeft men al



Figuur 2c

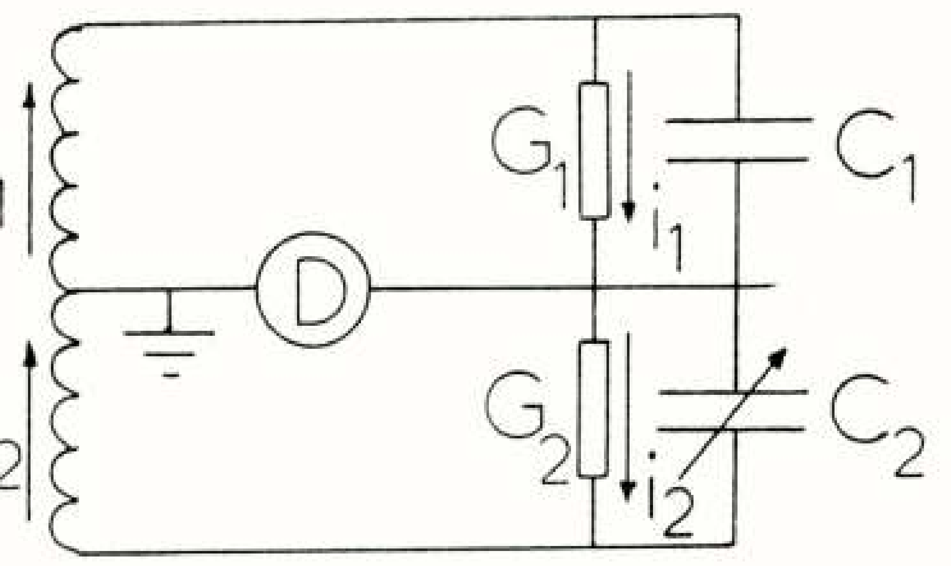
deze voorzorgen genomen, dan kan men een nauwkeurigheid in de meting van tgδ bereiken van ± (2 % + 5 x 10^{-5}).

<u>De ontwikkeling van de nieuwe verlieshoekbrug</u>

In de jaren zestig ontstond er een doorbraak in de meting van capaciteiten door een idee van Thompson van de Australische N.B.S. Dit idee bestond uit het toepassen van een "ratio-transformer" in een impedantiemeetbrug. In wezen komt dit neer op een samenvoeging van de transformator en de twee resistieve brugtakken R_A en R_B in figuur 2b. In principe geeft een transformator met twee gelijke secundaire wikkelingen twee exact gelijke spanningen (e.m.k.'s) e_1 en e_2. Er kunnen kleine afwijkingen ontstaan door strooivelden, waardoor de flux omvat door de twee wikkelingen, niet exact gelijk is. Deze verschillen kunnen verkleind worden door het toepassen van een kernmateriaal met grote magnetische permeabiliteit en door beide wikkelingen exact symmetrisch te maken. In de brugschakeling zelf kan de klemspanning natuurlijk verschillen door een verschil in belasting van de twee wikkelingen. De invloed hiervan kan men verminderen door de inwendige impedantie te verlagen. In de praktijk wordt het verschil tussen de twee wikkelingen aangegeven door de parameters α en β, gedefinieerd door $e_2 = e_1(1 + \alpha + j\beta)$. Waarden van enkele malen 10^{-8} voor α en β zijn bereikbaar. Tevens zijn inwendige impedanties van 50 mΩ in serie met 10 μH haalbaar.

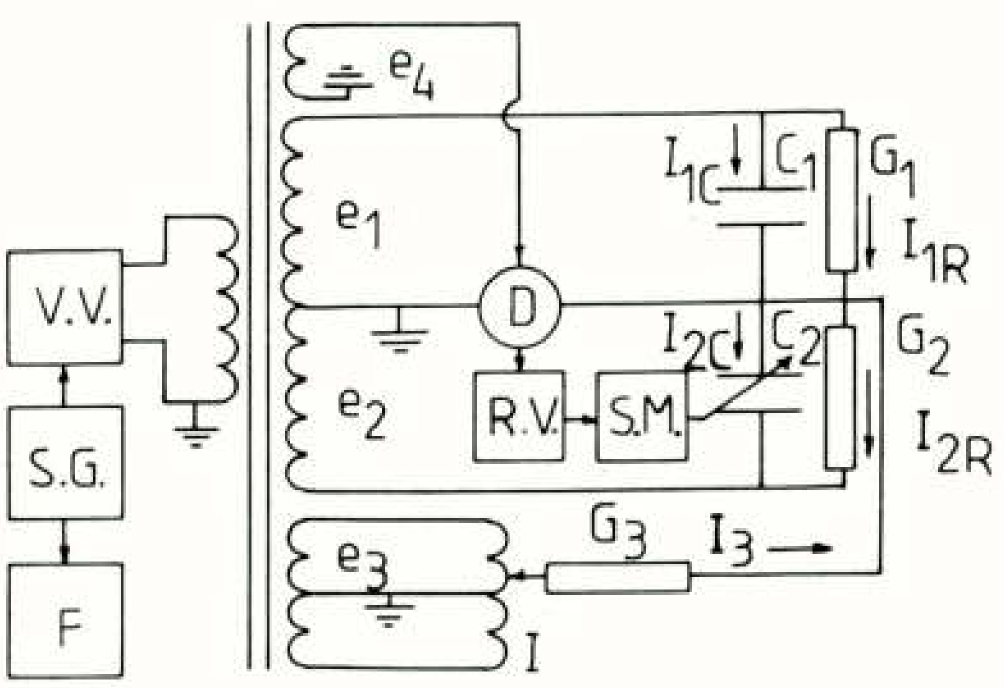
Het principe van een brug gebaseerd op zo'n verhou-

dingstransformator is getoond in figuur 3a. Hierin is nog niet aangegeven hoe de brug in evenwicht wordt gebracht. Wel is duidelijk dat de brug in balans is als $i_1 - i_2 = 0$, dus als $G_1 = G_2$ en $C_1 = C_2$ onder voorwaarde dat $e_1 = e_2$. Er zijn verschillende mogelijkheden beschre-



Figuur 3a

ven om deze brug in balans te brengen. De meeste methoden zijn echter gericht geweest op het bereiken van een zo nauwkeurig mogelijke vergelijking van de capaciteitswaarden. Dit omdat het een mooie methode is om standaard condensatoren met elkaar te vergelijken en men daarbij niet geïnteresseerd is in de kleine verlieshoek, maar in de exacte waarde van de capaciteit. Daarom gebruikte men ook bruggen, waarbij $e_1 = 10e_2$ om capaciteiten van verschillende grootte-orde te kunnen vergelijken. Een tweede gevolg hiervan is dat men nooiterg geïnteresseerd was in het frequentiebereik van de brug, omdat de meest gebruikelijke frequentie voor het vergelijken van capaciteitsstandaarden 1592 Hz ($\omega = 10^4$ rad/s) bedraagt.

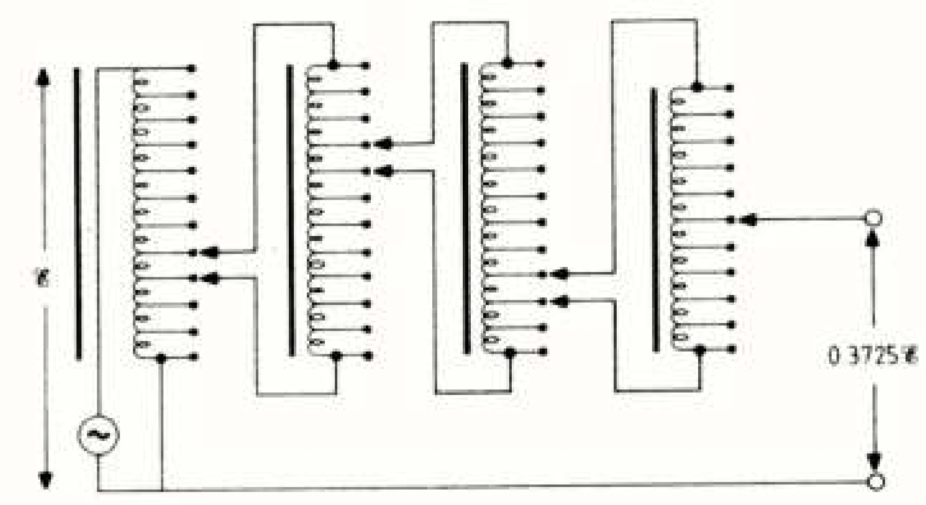


Figuur 3b

Na veel omwegen en experimenten kwamen we uit op de in figuur 3b getoonde schakeling, die naar onze mening optimaal is voor het meten van verlieshoeken. Dit omdat het principe vrij eenvoudig is en er weinig effecten zijn die de nauwkeurigheid van de brug beïnvloeden. Het blijkt ook dat deze verstorende effecten goed te meten zijn zodat er eenvoudig voor gecorrigeerd kan worden.

<u>Beschrijving van de brug en zijn gedetailleerde werking</u>

We zien dat de brug gevoed wordt uit een signaalgenerator S.G. via een vermogensversterker V.V. De gebruikte detector is een twee-fase lock-in versterker, waarvan het referentiesignaal geleverd wordt door de wikkeling e_4 op de transformator. De detector kan dus afzonderlijk de resistieve en capacitieve stromen meten. De resistieve balans van de brug, dus $I_{1R} - I_{2R} + I_3 = 0$ wordt verkregen door met behulp van de inductieve deler I en de hulpwikkeling e_3 een nauwkeurig instelbare stroom door G_3 op te wekken. Een inductieve deler is een meertraps variabele transformator, met behulp waarvan het mogelijk is een nauwkeurig bepaalde fractie van een spanning af te takken. Een voorbeeld is getoond in figuur 4. Bij een goede uitvoering is de fractie k gede-



Figuur 4

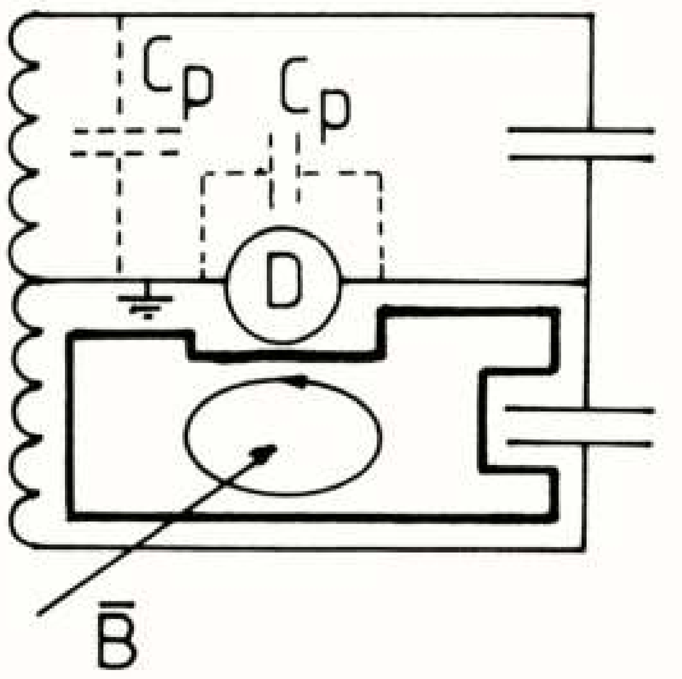
finieerd op 7 cijfers nauwkeurig.

Voor de evenwichtsvoorwaarde voor het resistieve deel kunnen we ook schrijven

$$\mathrm{tg}\delta_1 = \mathrm{tg}\delta_2 - \frac{G_3}{\omega C_1} M (k - 0,5)$$

Door de juiste keuze van de inductieve deler, de waarde van G_3 en de verhouding M tussen e_3 en e_1 kan men de gevoeligheid voor tgδ optimaliseren voor het gewenste bereik. De capacitieve balans wordt automatisch verkregen door voor C_2 een variabele luchtcondensator van hoge kwaliteit te kiezen en deze via een regelversterker R.V. en een servomotor S.M. te sturen met het uit-fase capacitieve signaal van de detector. We zien dat door de keuze van het aardpunt van de brug de detector aan één zijde geaard is en dat de capaciteiten aangesloten kunnen worden als driepuntscondensatoren, met beide elektroden dus vrij van aarde. De parasitaire capaciteiten van de elektroden en aansluitdraden hebben nu bijna geen invloed op de meetnauwkeurigheid. Ze staan ofwel paral-

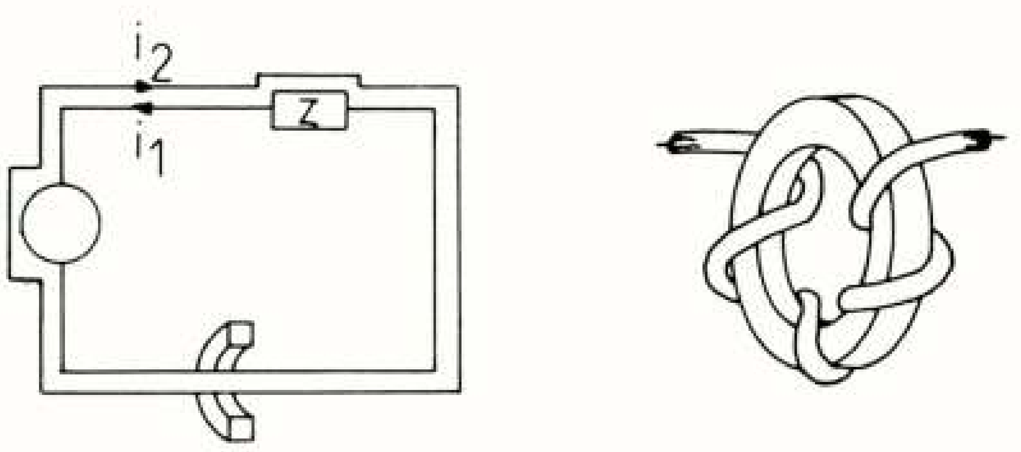
lel aan de laag impedante transformatorwikkelingen ofwel aan de detector (zie figuur 5). In het laatste geval



Figuur 5

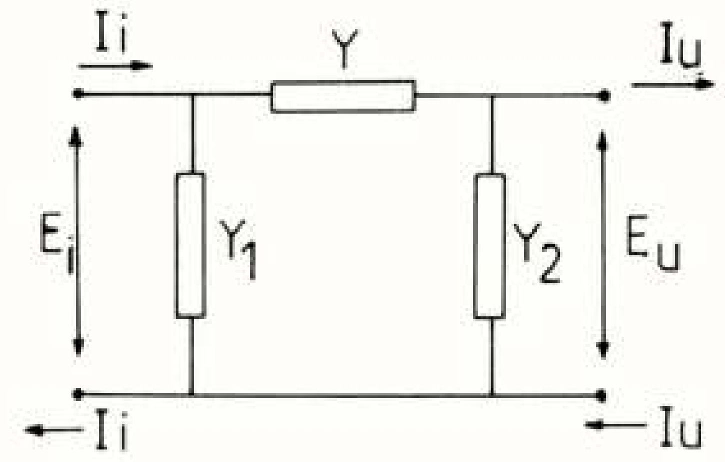
hebben ze slechts invloed op de gevoeligheid van de brug doordat een deel van de stroom niet door de detector, die een laag impedante stroomversterker als ingangstrap heeft, maar door deze parasitaire capaciteit naar aarde vloeit. Het is dus zaak om deze capaciteiten klein te houden. In het eerste geval veroorzaken de parasitaire capaciteiten een belasting van de secundaire wikkelingen, waardoor de klemspanning van de e.m.k. zal gaan afwijken. Zijn de belastingen verschillend voor de twee wikkelingen, dan kan er dus een fout optreden, waarvan de grootte echter te berekenen is. Eenvoudiger is het om de grootte van de belastingen te meten en ze gelijk te maken door het parallel schakelen van een extra admittantie. Dit kan zonder de gevoeligheid van de brug merkbaar te verkleinen.

Alle verbindingen in de brug zijn coaxiaal uitgevoerd en alle brugonderdelen zoals transformator, variabele condensator, enz. zijn afgeschermd en voorzien van coaxiale pluggen. Dit is absoluut noodzakelijk om stoorsignalen te elimineren en om te zorgen dat alle capaciteiten goed gedefinieerd zijn. Een nadeel is dat er aardlussen ontstaan, zoals in figuur 5 is aangegeven waarin door wisselende magnetische velden $\bar{B}$ inductiespanningen en stromen geïnduceerd kunnen worden. Dit probleem kan eenvoudig opgelost worden, door de coaxiale kabel een aantal malen op een toroïdale kern met hoge permeabiliteit te wikkelen. Hierdoor wordt de impedantie voor aardstromen



Figuur 6

zo groot dat ze tot een verwaarloosbaar niveau worden teruggebracht (zie figuur 6). Deze ferrietkernen zijn ook om een tweede reden belangrijk. Daartoe moeten we terug naar de definitie van een driepuntscondensator. Algemeen zijn de impedanties van een netwerk als in figuur 7, gegeven door



Figuur 7

$$Y_{in} = \left(\frac{I_{in}}{E_i}\right)_{E_u = 0} = Y + Y_1$$

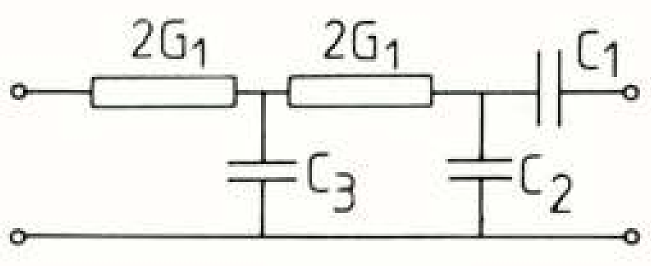
$$Y_{uit} = \left(\frac{I_u}{E_u}\right)_{E_i = 0} = Y + Y_2$$

$$Y = \left(\frac{I_u}{E_i}\right)_{E_u = 0}$$

Deze definities gelden dus als de ingaande en uitgaande stromen aan de klemmenparen gelijk zijn. Dit wordt met voldoende nauwkeurigheid bereikt door de toepassing van coaxiale spoelen. Uit de evenwichtsvoorwaarde blijkt dat de grootheden G_3, C_1, M, ω en k bepalend zijn voor de nauwkeurigheid van de meting. De factor M is de verhouding van twee windingsaantallen en ligt dus vast en de belasting van de wikkeling e_3 door de inductieve deler I is te verwaarlozen. De frequentie van het meetsignaal is met een frequentieteller ook uitermate nauwkeurig te bepalen. De factor k van de inductieve deler is ook in zeven cijfers bepaald, alleen bij waarden van k heel dicht bij 0,5 kunnen fouten optreden, maar deze waarden kunnen worden voorkomen door G_3 kleiner te kiezen. Bij hoge frequenties kunnen er afwijkingen in k optreden door de belasting van de inductieve deler met de parasitaire capaciteit van de kabels, enz. Blijft over de conductantie G_3. Deze heeft een vrij kleine waarde. Dit volgt uit het volgende voorbeeld: als $\omega = 10^4$, $C_1 = 10$ pF, $M = 1/40$, $k = 0{,}1$ dan komt dit overeen met een verschil in tgδ van 1×10^{-5} als $G_3 = 4 \times 10^{-10}\Omega^{-1}$. Een conductantie van $4 \times 10^{-10}\ \Omega^{-1}$ is niet eenvoudig te maken zonder dat hij een aanzienlijke parallelcapaciteit vertoont en dus frequentie-afhankelijk wordt. Dit probleem wordt ondervangen door een netwerk te kiezen zoals in figuur 8 is aangegeven, dat over een redelijk fre-

quentiegebied een constante conductantie van de gewenste waarde kan leveren. Overigens is de exacte waarde van deze conductantie te meten in de brug zelf door de condensatoren C_1 en C_2 uit de brug te verwijderen. Op deze manier kan men in feite I_3 met behulp van de lock-in versterker ijken als functie van G_3 en k, zodat voor eventuele afwijkingen gecorrigeerd kan worden.

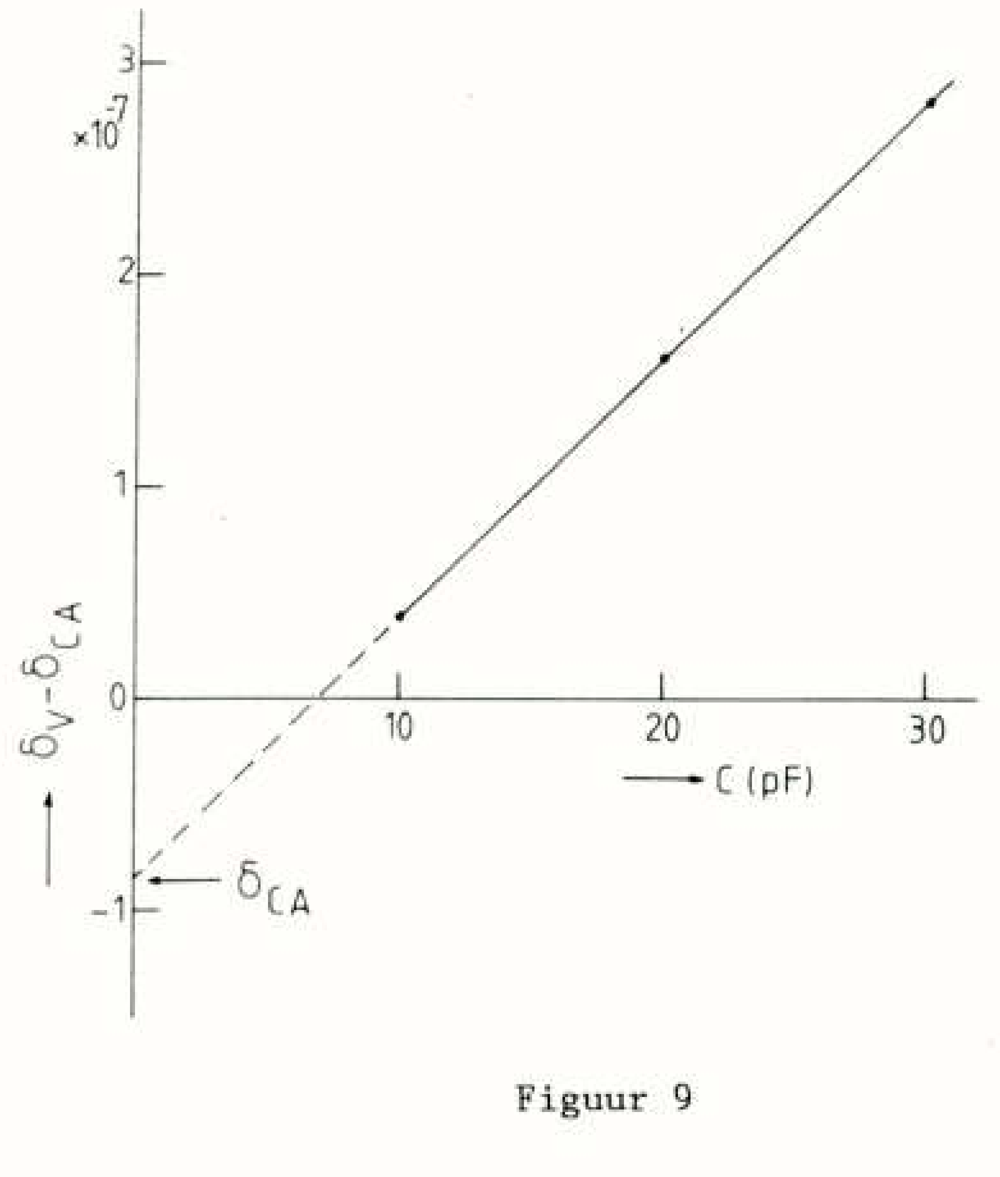
Uit de evenwichtsvoorwaarden blijkt verder dat we de verlieshoek δ_2 moeten kennen. Aangezien we altijd verschillen van verlieshoeken meten, moeten we gebruik maken van een truc om deze δ_2 te bepalen. Deze truc bestaat eruit dat we drie nominaal gelijke goede standaard-condensatoren C_A, C_B en C_C nemen van bijvoorbeeld 10 pF. We brengen nu achtereenvolgens de brug in evenwicht met resp. 1, 2 en 3 van deze condensatoren parallel in tak 1 van de brug. De waarde van C_2 is dan respectievelijk 10, 20 en 30 pF.



Figuur 8

Uit de diverse gemeten waarden kunnen we de verschillen $\delta_{CA} - \delta_{10}$, $\delta_{CA} - \delta_{20}$ en $\delta_{CA} - \delta_{30}$ berekenen. Hierbij is dus δ_{10} de verlieshoek δ van de variabele condensator C_2 bij een capaciteit van 10 pF, enz. Als we deze waarden uitzetten tegen de capaciteit van C_2, zoals in figuur 9, vinden we een rechte lijn, die bij extrapolatie tot de Y-as (dus $C_2 = 0$) de waarde van δ_{CA} oplevert. Immers als de capaciteit van C_2 nul is kan hij ook geen verliezen vertonen, dus is $\delta_0 = 0$.

Resumerend kunnen we stellen dat de nauwkeurigheid van de hele brug wordt bepaald door vier factoren. Dit zijn:



Figuur 9

i) de gelijkheid van de spanningen e_1 en e_2
ii) de gelijkheid van de belasting van deze twee spanningen
iii) de frequentie afhankelijkheid van de inductieve deler en eventueel de weerstand G_3
iv) de nauwkeurigheid waarmee de verlieshoek van de variabele luchtcondensator kan worden bepaald.

Bij een goede dimensionering van de brug zullen al deze fouten samen kleiner zijn dan 10^{-6}. Bovendien kunnen ze berekend en geëlimineerd worden, zodat een nauwkeurigheid van $\sim 10^{-7}$ bereikt kan worden. De gevoeligheid van de brug is nog groter en kan afhankelijk van de ruiseigenschappen van de lock-in versterker, de frequentie en de meettijd enkele malen 10^{-9} bedragen.

Toepassingen

Ter illustratie van de mogelijkheden van deze meetbrug zullen twee toepassingen besproken worden. De eerste heeft betrekking op de meting van de veroudering van hoogspanningskabels met PXLE (cross-linked polyethylene) isolatie, de tweede geeft twee voorbeelden van de meting van de verlieshoek van kristallen als functie van de temperatuur.

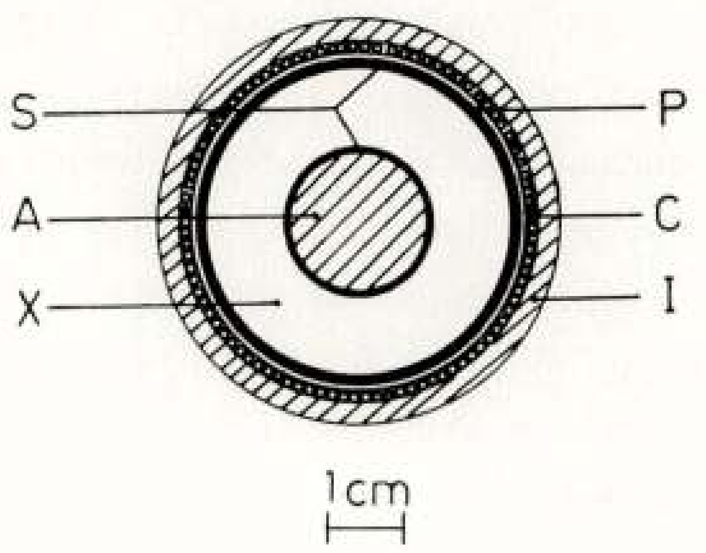
De invoering in de zeventiger jaren van polytheen als isolatiemateriaal voor hoogspanningskabels heeft een tweetal problemen opgeleverd: de vochtinvloeden en de veroudering. Polytheen is op zich een prima isolator met een verlieshoek van ongeveer 2×10^{-4}, dus ongeveer een orde van grootte kleiner dan olie- en papierkabels. Deze lage waarde van de verlieshoek geeft dan ook problemen bij het meten van veroudering door meting van de verandering van de verlieshoek. Zoals reeds vermeld kan met een Scheringbrug onder optimale omstandigheden een nauwkeurigheid worden bereikt van $\pm (2 \% + 5 \times 10^{-5})$, zodat veranderingen in de verlieshoek van polytheen die kleiner zijn dan 1/4 van de nominale waarde, zeker niet bepaald kunnen worden. Om bij verouderingsproeven onder verhoogde spanning en bij verhoogde temperatuur een verandering van meer dan 25 % te verkrijgen, is een extreem lange beproevingsduur noodzakelijk. Men heeft ook wel getracht om veroudering in polytheenkabels te meten door te kijken naar de partiële ontladingen die optreden, maar het bleek dat deze in polytheen van de orde van 10^{-2} pC of kleiner zijn en dus moeilijk detecteerbaar.

Er zijn verschillende theorieën over het ontstaan van veroudering in polytheen. Waarschijnlijk is de microstructuur van polymeren van belang. Deze heeft kanaaltjes en kleine en grote holten. Deze ruimten zijn gevuld met gas. Men neemt aan dat er partiële ontladingen ontstaan door vrije elektronen die zich in dit gas bevinden. Een andere mogelijkheid is dat er koude emissie optreedt vanuit de wand van de holten. Er treden ook factoren op waardoor het veld in de holten versterkt wordt, zoals puntige uitsteeksels in de holten

en het verschil in diëlektrische constante tussen gas en polymeer. Door deze faktoren kan de veldsterkte in de holte aanzienlijk hoger zijn dan in het polymeer, waardoor speciaal in kleine holten partiële ontladingen ontstaan. Deze veroorzaken oppervlakteladingen, waardoor de wand van de holte geleidend wordt, tot de veldsterkte zover daalt dat de ontladingen stoppen. Ook kan de wand geleidend worden door dissociatie van het gas tijdens de ontlading waarbij geleidend koolstof op de wand neerslaat. Het is duidelijk dat een holte met een geleidende wand een bijdrage zal leveren tot de diëlektrische verliezen.

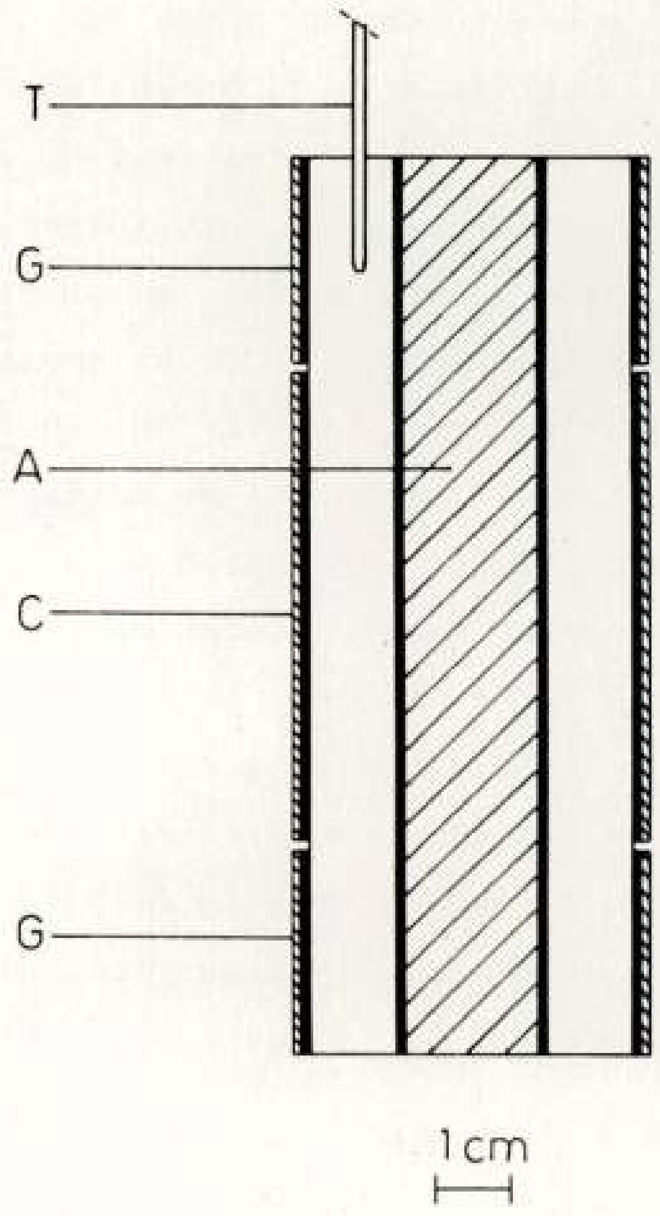
Als dit het hele verhaal was, zou de veroudering waarschijnlijk vrij snel optreden na het aanleggen van een veld. Er is nog meer aan de hand. Het PXLE is gedeeltelijk gekristalliseerd. Men vermoedt dat door het aanwezig zijn van kristallieten, die in het algemeen scherpe hoeken en punten hebben, er ook plaatselijk veldverhogingen ontstaan in de omgeving van deze punten. Ten gevolge van deze hoge inhomogene velden kunnen ionen migreren naar het gebied van de hogere veldsterkten. Deze ionen kunnen afkomstig zijn van toevoegingen (fillers) aan het polytheen. Dit migratieproces verloopt heel langzaam. Op de plaatsen waar de ionen zich concentreren wordt de impedantie van het polytheen lager, zodat de veldsterkteverdeling verandert. Hierdoor kan op een bepaald moment, lange tijd na het aanleggen van de spanning op de kabel, in een naburige holte de veldsterkte hoog genoeg oplopen om een ontlading te veroorzaken.

Het probleem is dat er heel moeilijk schattingen te maken zijn over de grootte van de invloed van de beschreven processen. Daarom hebben we getracht de grootte van het effect te meten aan stukjes 30/50 kV hoogspanningskabel van cross-linked polytheen. De doorsnede van de



Figuur 10

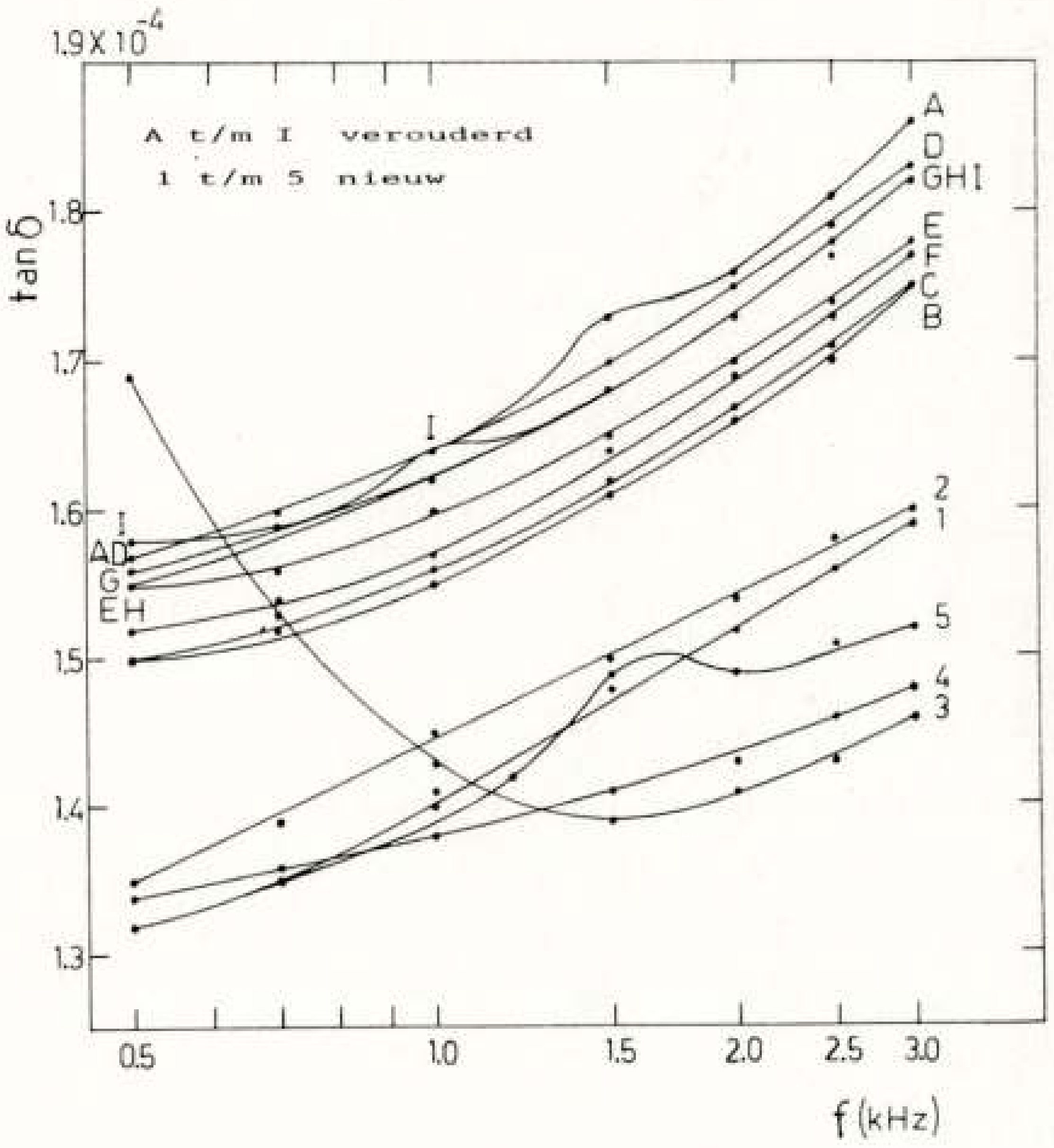
kabel is getoond in figuur 10. Om de aluminium geleider A bevindt zich de polytheen isolatie X. Om grote veldgradiënten te vermijden is de buiten- en binnenzijde van de isolatie voorzien van een halfgeleidende laag S. Daaromheen is een papierisolatie P, een koperen armering C en een buitenisolatie I aangebracht. Na enig experimenteren kwamen we tot een sample configuratie zoals getoond in figuur 11. De binnengeleider A vormt de ene elektrode van een driepuntscondensator. De tweede



Figuur 11

elektrode C en de guard-ringen G worden aan de buitenzijde aangebracht. De buitenisolatie, de armering en de papierlaag zijn geheel verwijderd. In de buitenste halfgeleidende laag zijn sleuven gezaagd om de elektrode C te isoleren van de guard-ringen. Om de temperatuur van het sample te kunnen bepalen werd een temperatuurvoeler T aangebracht. Deze samplehouder bleek volledig reproduceerbare metingen op te leveren, indien de elektroden verwijderd en herplaatst werden.

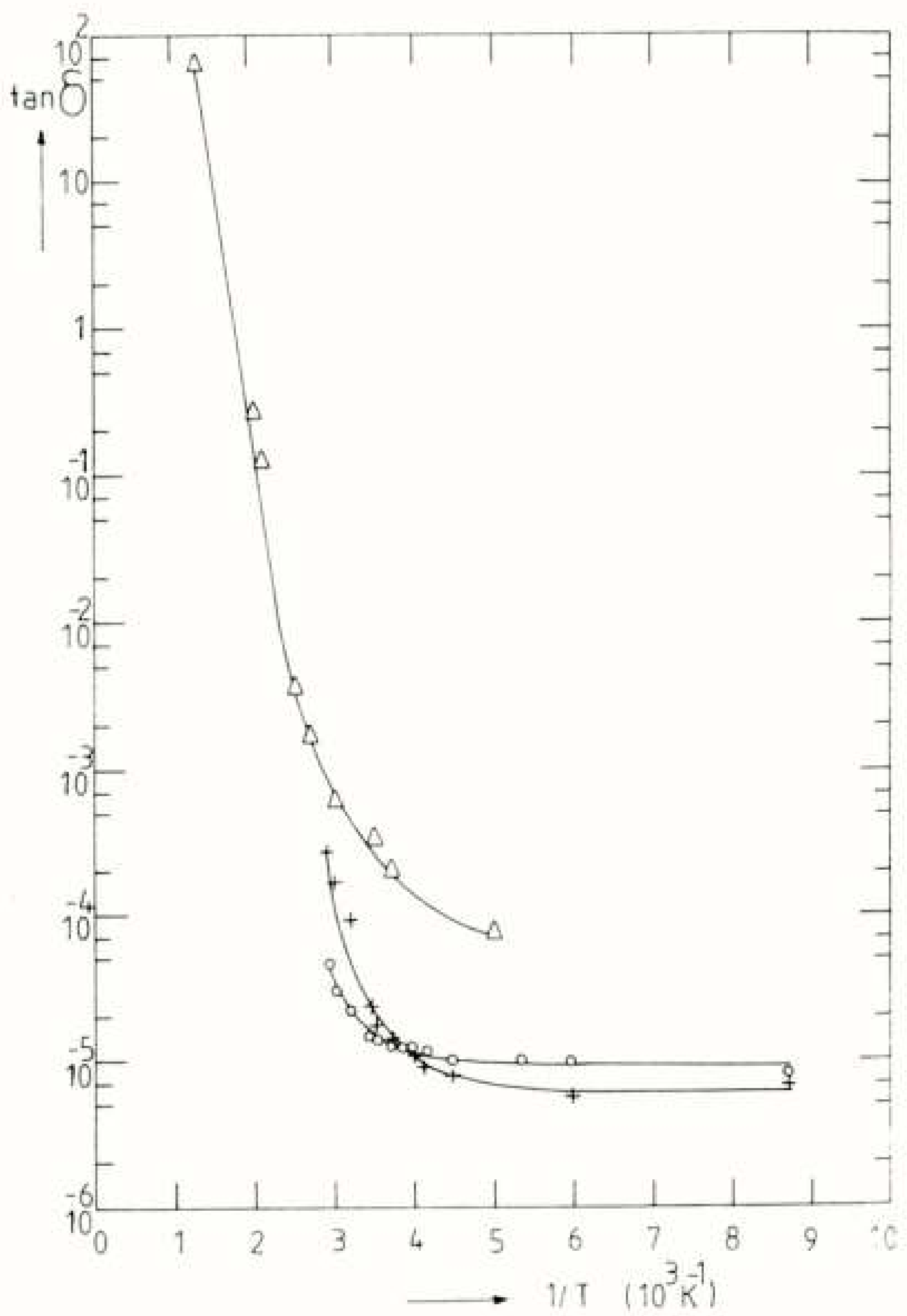
Er werden metingen uitgevoerd aan een aantal samples van nieuwe, ongebruikte kabels en van kabels die gedurende 2600 uren bij een temperatuur van 90 °C belast waren met een spanning van 110 kV. De resultaten zijn



Figuur 12

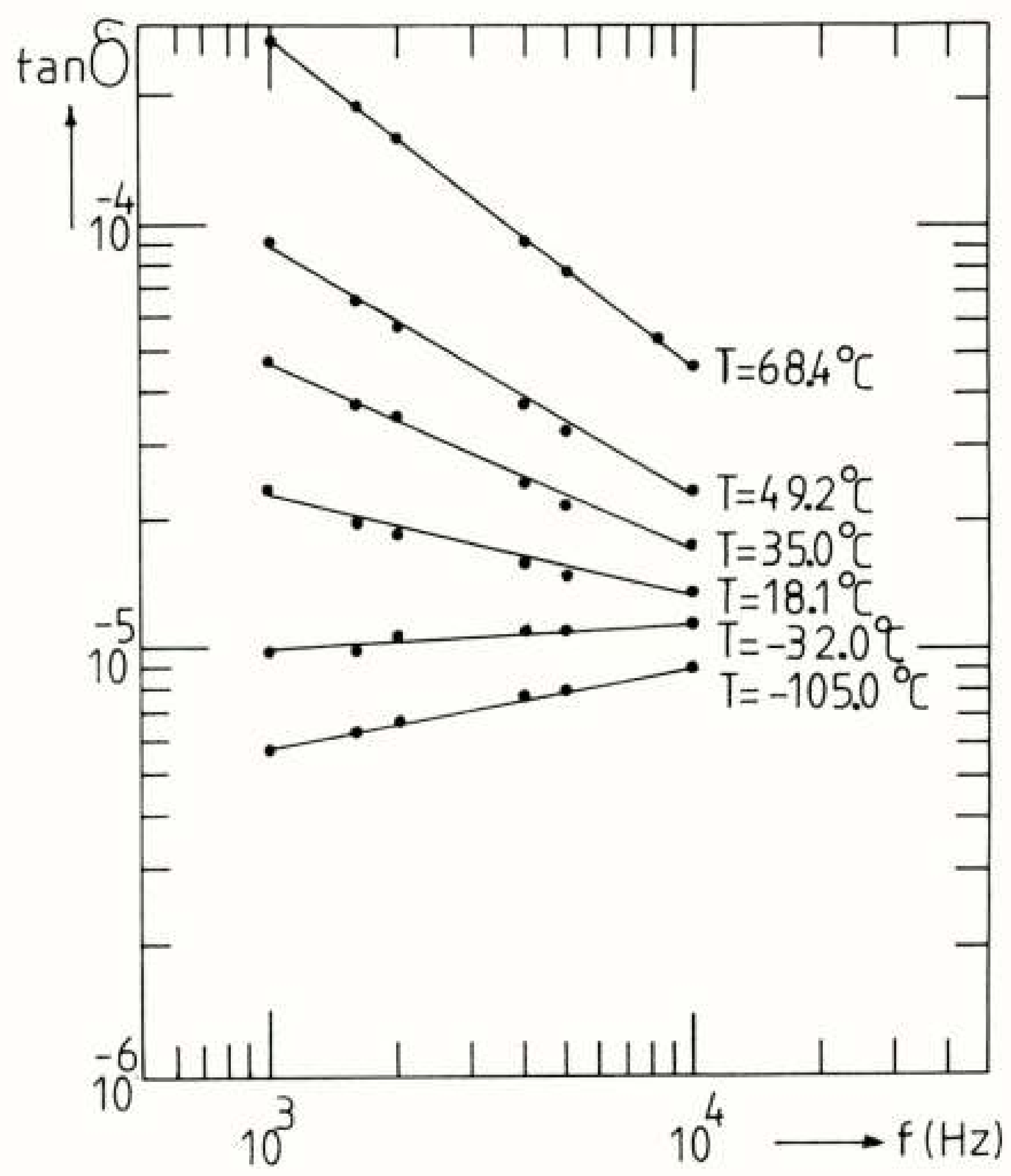
getoond in figuur 12. Het is duidelijk dat de verouderde samples alle een kleine doch significante toename van de verlieshoek vertonen ten opzichte van de nieuwe samples. De orde van grootte van de toename bedraagt 2×10^{-5}, hetgeen met een andere brug zeker niet te bepalen was. Sample 3 vertoont een anormale toename van de verlieshoek bij lage frequenties. De oorzaak hiervan werd duidelijk nadat er met een elektronen-microscoop opnamen gemaakt waren van de doorsnede van de samples. Beide opnamen die van sample 3 gemaakt werden vertoonden insluitsels, die in andere samples niet voorkwamen. Hun aantal was voldoende om de toename van de verlieshoek te verklaren.

De tweede toepassing heeft betrekking op de verlieshoek van eenkristallen van CaF_2 en LiF. CaF_2 hoort tot de aard-alkali-fluoriden en LiF hoort tot de alkalifluoriden. De verlieshoek van CaF_2 is reeds in de literatuur vermeld. Deze metingen zijn uitgevoerd door Rao en Smakula met een General Radio brug. In figuur 13 is



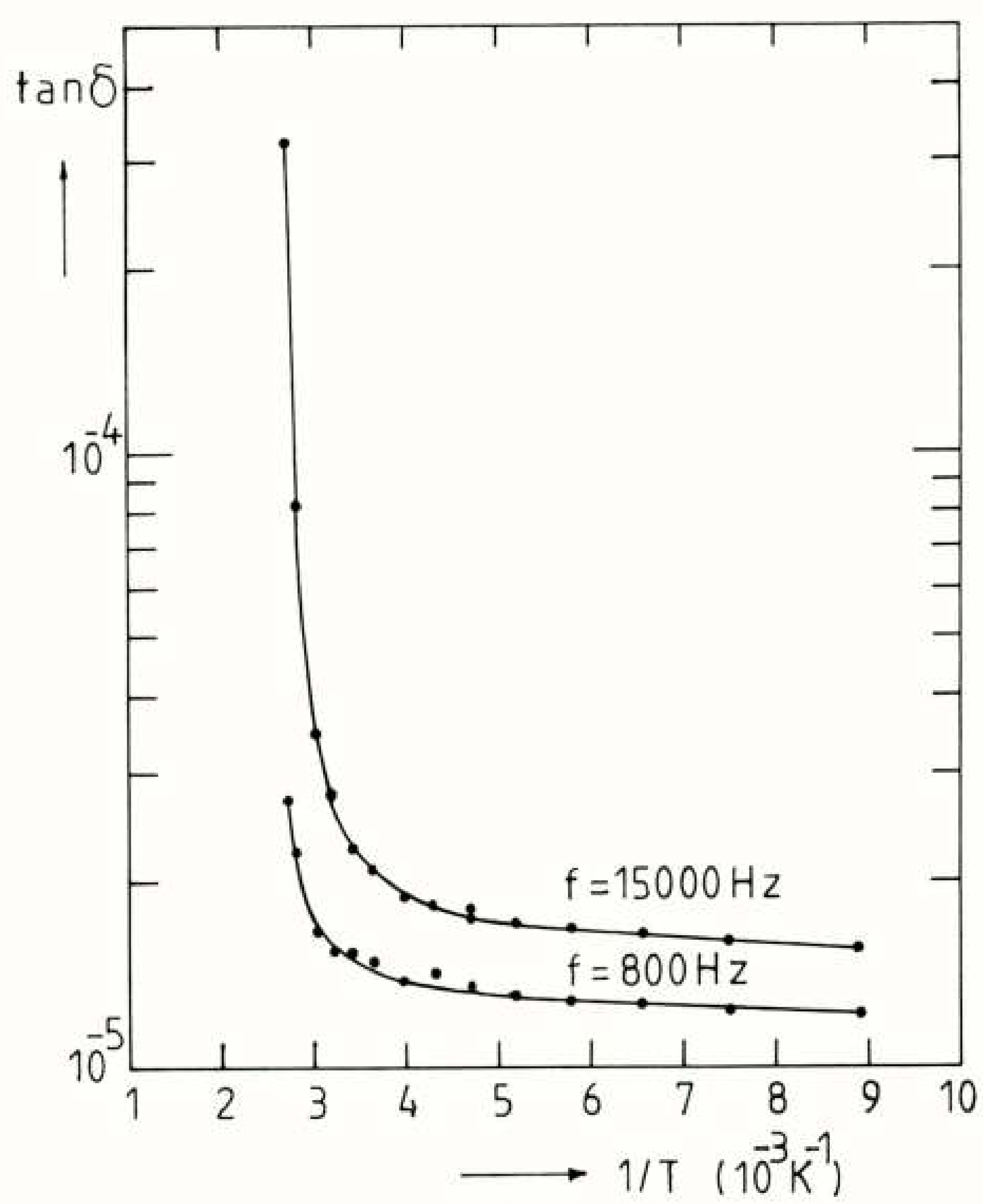
Figuur 13

de verlieshoek van CaF_2 uitgezet als functie van de reciproke temperatuur. De metingen van Rao welke werden uitgevoerd bij 100 Hz zijn aangegeven met Δ, onze metingen bij 1000 Hz en 10 kHz zijn resp. aangeduid met + en O. Het is duidelijk dat bij lage temperaturen de metingen van Rao ruwweg een faktor 10 boven onze metingen liggen. De oorzaak is waarschijnlijk gelegen in de te lage gevoeligheid van zijn meetsysteem. In figuur 14 is de verlieshoek van CaF_2 uitgezet als functie van de frequentie. Alhoewel de metingen slechts over één dekade

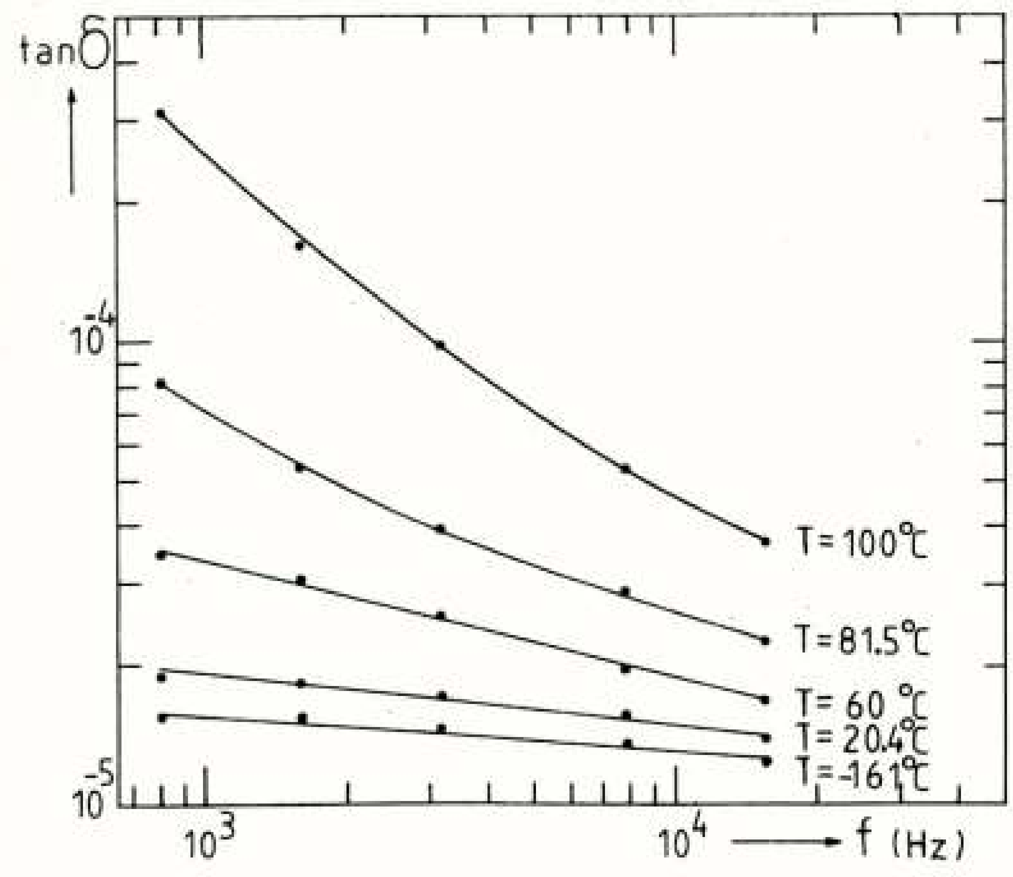


Figuur 14

zijn uitgevoerd, is het duidelijk dat er een tendens is naar een constante waarde bij hogere frequenties. In figuur 15 en 16 zijn de temperatuurafhankelijkheid en de frequentie afhankelijkheid van de verlieshoek van LiF gegeven. Deze metingen zijn nog niet eerder door andere auteurs gepubliceerd, zodat geen vergelijking mogelijk is. Ook hier zijn dezelfde tendenzen zichtbaar.



Figuur 15



Figuur 16

De verschillen zoals we gemeten hebben bij CaF_2 zijn niet de enige die we ontmoet hebben. Het blijkt dat een groot deel van de in de literatuur vermelde waarden van verlieshoeken kleiner dan 5 x 10^{-4} onbetrouwbaar is. Deels kan dit worden veroorzaakt door verschillen in de zuiverheid van samples, maar vaak zal de gebruikte meetopstelling hiervan de oorzaak zijn.

Conclusie

De ontwikkeling van deze meetbrug heeft een nieuw onderzoeksterrein toegankelijk gemaakt. Dat dit een groot gebied is blijkt uit de twee voorbeelden uit geheel verschillende disciplines. Wat nog niet aan de orde is geweest, maar ook legio onderzoeksmogelijkheden geeft, is de meting van de invloed van straling op de verlieshoek van een materiaal. Waar tot nu toe grote doses nodig zijn om enig effect te kunnen meten, is het nu mogelijk deze invloed met behulp van kleine doses te bepalen.

Voordracht gehouden tijdens de 358e werkvergadering.

Ontwikkelingen in de opto-elektronika met betrekking tot telecommunicatie

H. de Waardt

Dr. Neher Laboratorium, PTT

DEVELOPMENTS IN OPTO-ELECTRONICS IN FIBEROPTIC COMMUNICATIONS. Progress in optical communication systems strongly depends on the performance and possibilities of opto-electronic devices. To utilise the fibre bandwidth as efficient as possible narrow-linewidth and tunable semiconductor lightsources will have to become available. Current developments are very promising.

INLEIDING

Optische transmissie heeft zich in het huidige telecommunicatiebedrijf een hecht verankerde positie verworven temidden van de meer traditionele middelen als de koperaderverbindingen en de straalverbindingen. Elementen die daarbij een belangrijke rol gespeeld hebben zijn onder meer de lage demping van de glasvezel (0.2 dB/km) en de potentieel enorme bandbreedte, die met geschikt gekozen middelen benut kan worden (ordegrootte THz). De golflengte van het licht bestrijkt het nabije-infrarood, de meest gebruikte golflengtes zijn 850, 1300 en 1550 nm.

Een glasvezelcommunicatiesysteem is de vrucht van parallelle ontwikkelingen op de gebieden van de dielektrische golfgeleiders enerzijds en optische halfgeleiderbronnen en detectoren anderzijds (Diekema, 1985). Halfgeleider-lichtbronnen en -detectoren worden gerekend tot een categorie componenten ook wel omschreven met het begrip opto-elektronika. Het verdient de voorkeur het begrip opto-elektronika nader te definiëren. Het zou op de volgende manier samengevat kunnen worden:

* Klasse van componenten waarbij sprake is van interactie tussen licht en materie
* Klasse van componenten waarbij het gedrag van licht propagerend door de materie beïnvloed kan worden door een extern aangebracht elektrisch veld.
* golflengte van het licht variërend van 0.2 μm tot 20 μm

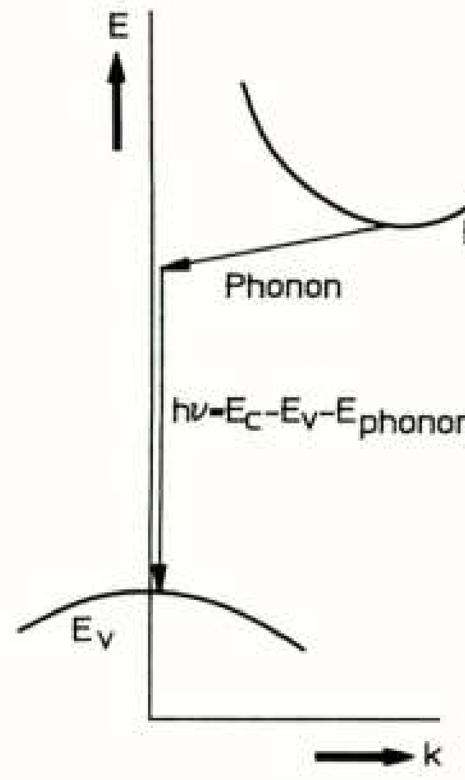
In engere zin wordt het begrip opto-elektronika vaak betrokken op uitsluitend halfgeleidercomponenten.

Ook buiten de telecommunicatie wordt opto-elektronika op grote schaal toegepast. Bijvoorbeeld de compact-disc speler, een consumerprodukt waarbij gedigitaliseerde muziek-informatie gecodeerd in de vorm van putjes op een draaiend schijfje wordt uitgelezen met een half-geleiderlaser. Op basis van hetzelfde principe is een hele generatie van optische informatie-opslag media (CD-ROM) in ontwikkeling, waarin niet alleen uitlezing van informatie, maar ook de schrijfmogelijkheden worden verkend. Hierin speelt een krachtige, kortegolflengte halfgeleiderlaser een zeer belangrijke rol.

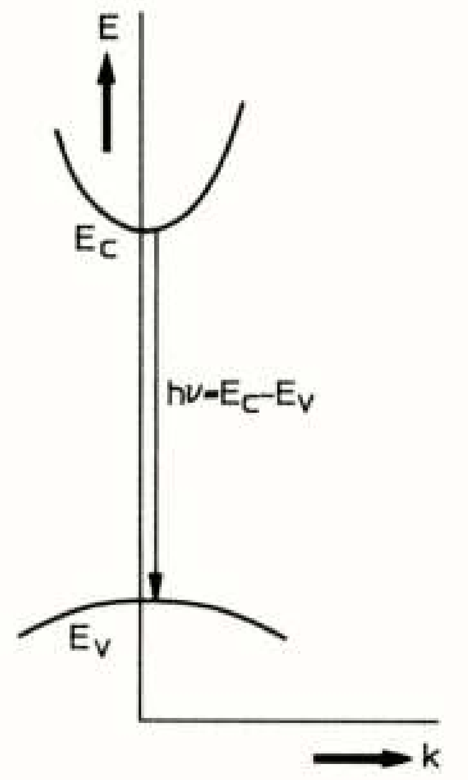
In de toekomst zal de opto-elektronika steeds verder penetreren, eerst nog daar waar grote hoeveelheden informatie moeten worden getransporteerd. Dat kan over lange afstanden zijn, de multigigabit glasvezelsystemen, maar het kan ook over hele korte afstanden zijn. Hierbij moet men denken aan extreem snelle en complexe VLSI-chips. Elektrische interconnecties tussen de chips onderling zullen worden vervangen door optische interconnecties, waarbij arrays van microlasersdiodes geplaatst worden aan de randen van de chip. Deze zijn met behulp van optische golfgeleiders verbonden met arrays van microdetectoren aan de rand van een volgende chip. In een later stadium zal optische informatie direct optisch bewerkt worden met behulp van opto-optische schakelaars en optische flipflop's. Wanneer dit stadium bereikt is zal de 'optische computer' tot de realiteit gaan behoren.

HALFGELEIDERS VOOR OPTO-ELEKTRONIKA

De meest bekende opto-elektronische componenten in een glasvezeltransmissiesysteem zijn de optische bron (een LED of een laserdiode) en de optische detector (een fotodiode of een lawine-effect fotodiode). Het effect waarop de lichtproduktie berust wordt aangeduid met de term injectieluminescentie. In een in doorlaatrichting aangesloten P-N diode vindt rond de junctie recombinatie plaats van gaten en elektronen. Het hangt van de aard van het recombinatieproces af of er sprake is van generatie van licht of niet.



FIGUUR 1a.



FIGUUR 1b.

FIGUUR 1a: Stralende overgang in een halfgeleider met een indirecte bandgap.

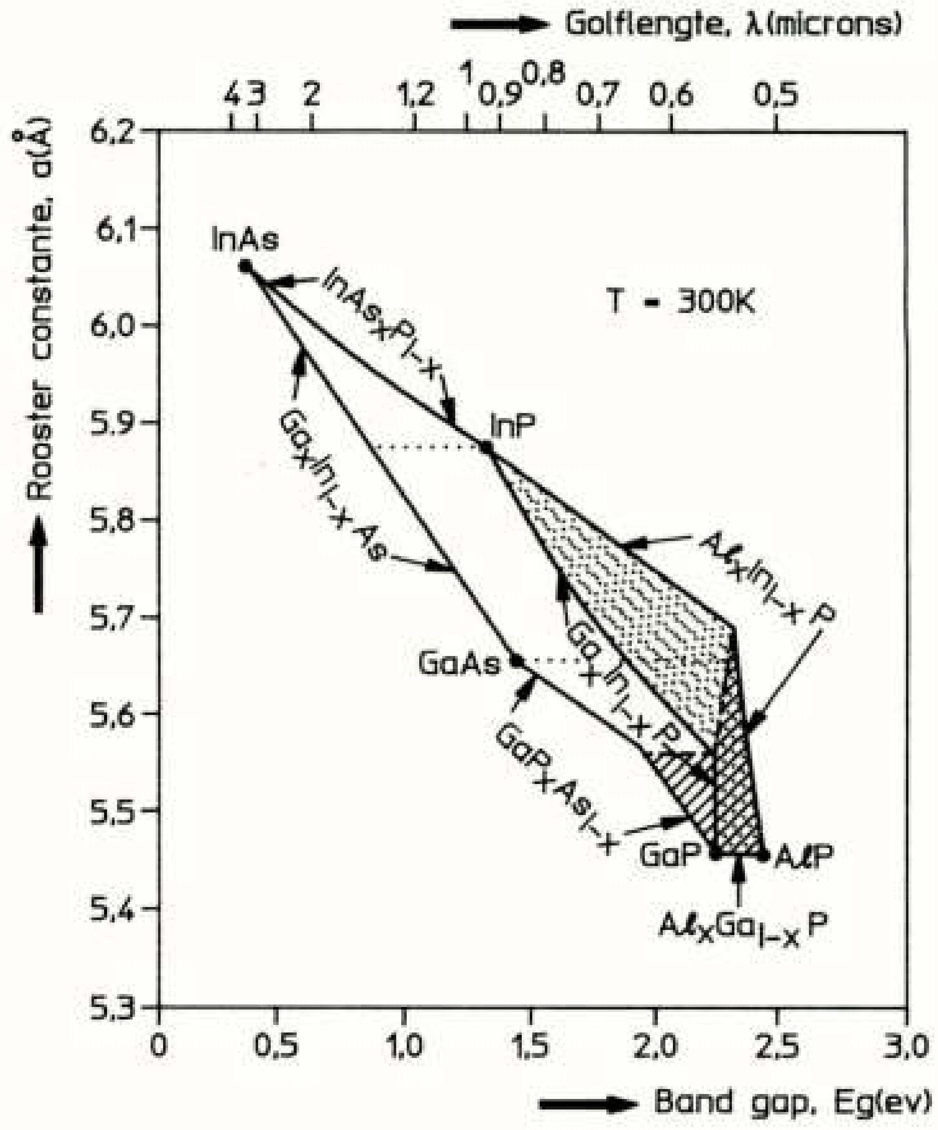
FIGUUR 1b: Stralende overgang in een halfgeleider met een directe bandgap.

Bij zogenaamde indirecte bandgap halfgeleider (Si, Ge) valt de bodem van de conductieband niet samen met de top van de valentieband bij dezelfde elektrongolfvector k in de bandstructuur (figuur 1.a). De recombinatie, dat wil zeggen de overgang van elektron uit de conductieband naar de valentieband verloopt meestal via een trapniveau in de verboden band of gaat gepaard met de assistentie van een fonon met een geschikte impuls (bij recombinatie-processen moet uiteraard voldaan worden aan de wet van behoud van energie en impuls). Directe overgangen met emissie van een foton hebben heel geringe kans van optreden. Bij directe bandgap halfgeleiders valt de bodem van de valentieband wel samen met de top van de conductieband bij dezelfde k-vector (figuur 1.b). Bij deze halfgeleiders is er wel een grote overgangswaarschijnlijkheid voor recombinatie van een elektron-gatpaar met emissie van een foton. De energie van dit foton is gelijk aan de bandgap tussen de conductieband en de valentieband.

$$E_{CON} - E_{VAL} = E_{GAP} = (hc)/\lambda$$

Hoe groter de bandgap is, des te kleiner de golflengte van het geëmitteerde foton is.

Zoals bekend vormen de kristallen van groep-4 elementen uit het periodiek systeem de meest bekende halfgeleiders. Met name silicium en germanium moeten in dit verband genoemd worden. Helaas zijn het indirecte bandgap halfgeleiders. Zij zijn wel geschikt om fotodiodes mee te maken, maar volkomen ongeschikt als basismateriaal voor optische bronnen. Gelukkig vormen verbindingen tussen groep-3 elementen en groep-5 elementen ook halfgeleiders, zogenaamde binaire halfgeleiders. Vele van deze binaire halfgeleiders hebben een directe bandgap en zijn als zodanig van bijzonder belang voor toepassingen in de opto-elektronika. Bekende voorbeelden hiervan zijn GaAs en InP.



FIGUUR 2: Roosterconstante en bandgapenergie van binaire en ternaire halfgeleiders. De stippellijn uitgaande van InP heeft betrekking op het quarternaire InGaAsp. Het gearceerde gebied bevat composities met indirecte bandgap halfgeleiders.

Daarnaast bestaat de mogelijkheid groep-3 elementen tegen elkaar uit te wisselen; met behoud van het directe bandgap-karakter kan dan binnen bepaalde grenzen de emissiegolflengte gemanipuleerd worden. Van deze ternaire halfgeleiders zijn AlGaAs en InGaAs bekende voorbeelden. Een volgende stap is het uitwisselen van groep-5 elementen tegen elkaar. Het resultaat wordt dan een quaternaire halfgeleider waarvan InGaAsP de meest bekende vertegenwoordiger is. Bij deze quaternaire halfgeleiders is het mogelijk de bandgap en de roosterconstante onafhankelijk van elkaar te kiezen (figuur 2). Dit is van fundamenteel belang bij de epitaxie van meerlaags-structuren, waarbij de roosterconstante niet mag variëren in verband met introductie van ongewenste misfit-dislocaties. Een bekende drielaag-structuur is de combinatie InP-InGaAsP-InP die in vele 1300- en 1550 nm laserdiodes voorkomt. De golflengte 1300 nm of 1550 nm kan worden vastgelegd door de geschikte compositievariabelen te kiezen.

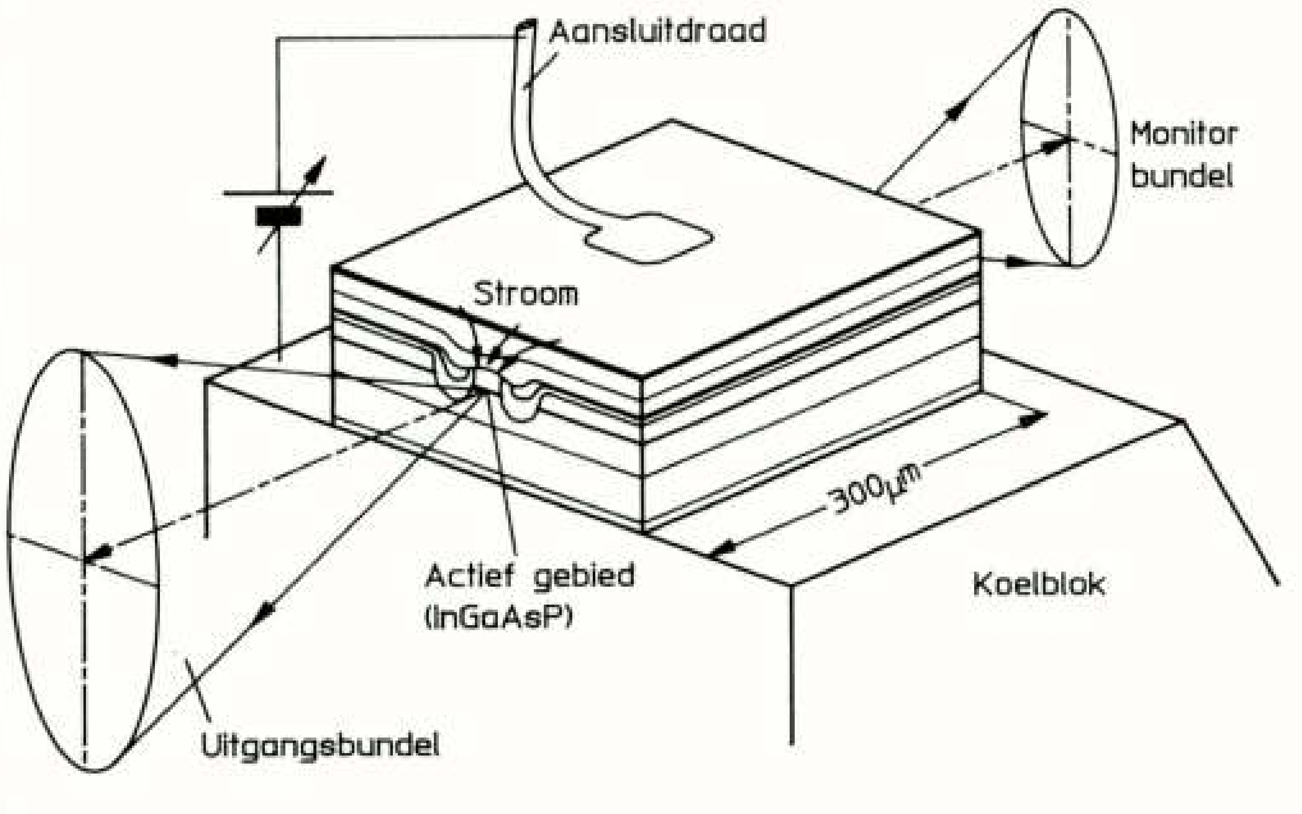
golflengte (nm)	bandgap (eV)	quaternaire halfgeleider
1300	0.95	$In_{0.72}Ga_{0.28}As_{0.6}P_{0.4}$
1550	0.80	$In_{0.55}Ga_{0.45}As_{0.9}P_{0.1}$

tabel 1. Quaternaire halfgeleiders

DUBBEL-HETEROSTRUCTUUR LED's EN LASERDIODES

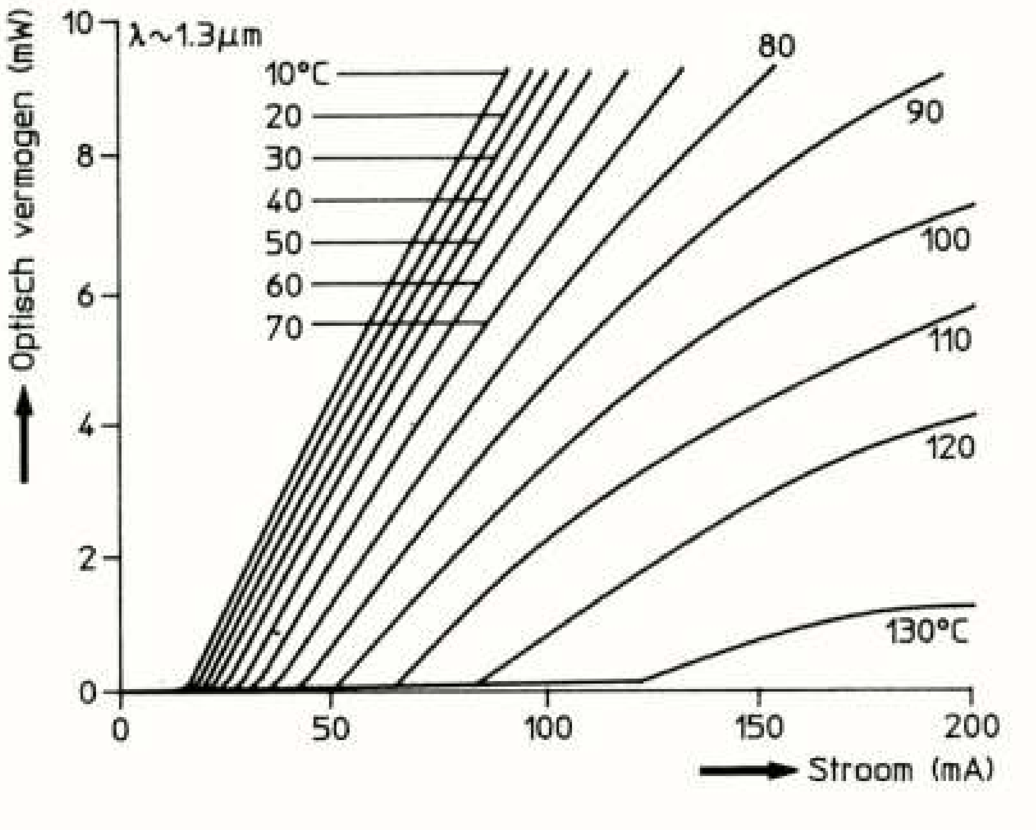
Halfgeleider lichtbronnen voor telecommunicatiedoeleinden worden in beginsel gekenmerkt door dezelfde basisstructuur: het zijn voorwaarts gepoolde heterojunctie diodes met een drielaags-structuur. Deze structuur bestaat uit twee brede lagen, een p-type en een n-type laag die een derde, meestal licht gedoteerde laag omsluiten. Deze actieve laag is zeer dun, ongeveer 150 nm, en heeft een lagere bandgap dan de beide opsluitlagen. Hierdoor vormen zich aan de hetero-interfaces van de actieve laag en de opsluitlagen effectieve potentiaal barrières voor zowel de geïnjecteerde gaten als de elektronen. Dit heeft tot gevolg dat de luminescerende recombinatie vrijwel volledig plaatsvindt in de actieve laag. Omdat de actieve laag een hogere brekingsindex heeft dan de beide opsluitlagen wordt een golfgeleider gevormd voor het gegenereerde optische stralingsveld. Een structuur als hierboven omschreven wordt een Dubbel-Heterostructuur (DH) genoemd. Voor componenten in het gebied van 1300 - 1550 nm wordt voor de opsluitlagen InP gebruikt en voor de actieve laag het quaternaire InGaAsP. Voor het 800 nm gebied wordt gebruik gemaakt van verschillende AlGaAs-composities.

Op basis van een DH-structuur kunnen zowel een laserdiode als een randstraal-LED worden gerealiseerd.

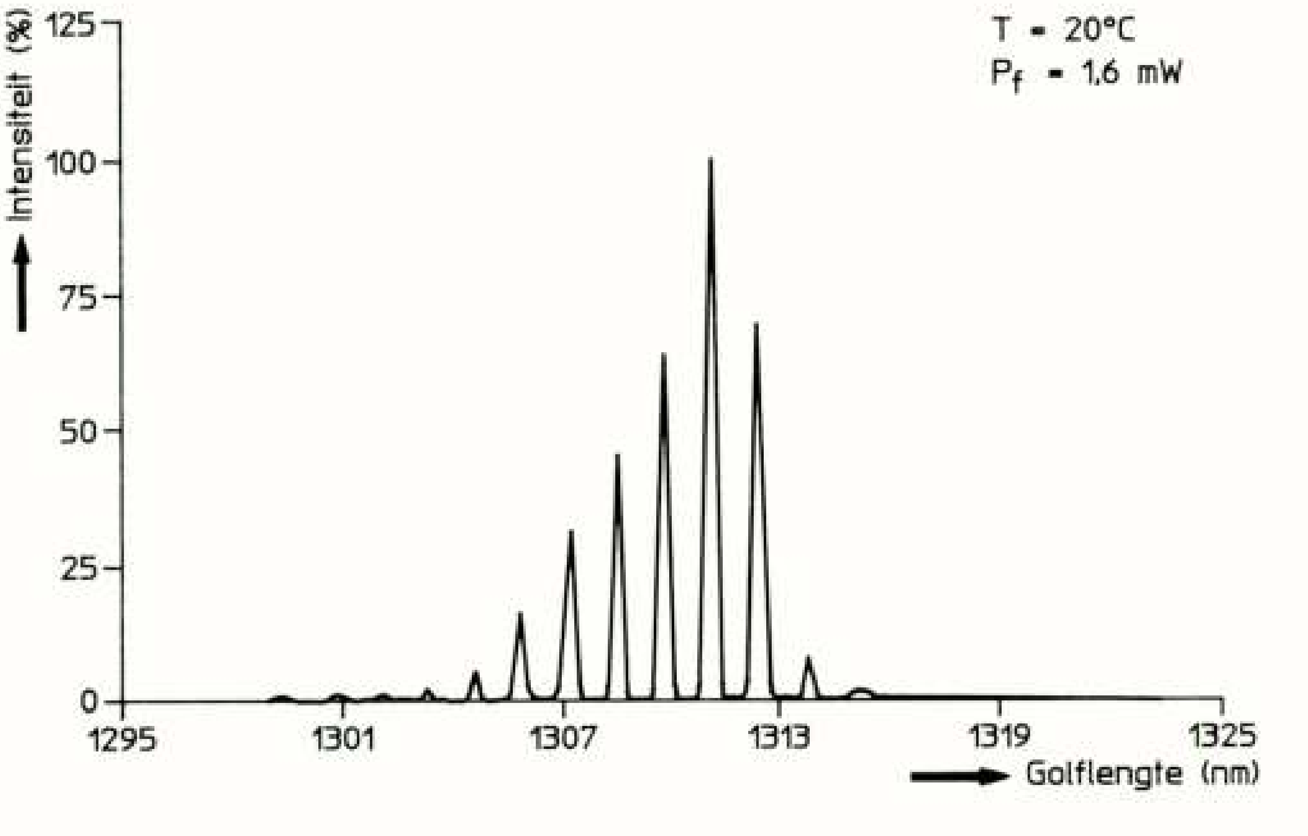


FIGUUR 3: Index guided Fabry-Perot laserdiode.

In het eerste geval worden de kliefvlakken (facetten) van het kristal benut als spiegels om een Fabry-Pérot trilholte te vormen. De actieve laag wordt ook in laterale richting omgeven door materiaal met een lagere brekingsindex om een betere laterale mode-stabiliteit te waarborgen (index-guided laserdiodes). De laserwerking kan als volgt toegelicht worden. Bij lage stromen treedt in de actieve laag alleen spontane emissie op en werkt de laserdiode als LED. Bij toenemende stroomdichtheden ontstaat populatie-inversie in de bodem van de conductieband, begint gestimuleerde emissie op te treden en vindt versterking (gain g) voor de gegenerende fotonen plaats. Dit is niet voldoende voor laserwerking, immers er moet nog een vorm van smalbandige terugkoppeling aanwezig zijn. De reflectie die optreedt aan de kliefvlakken blijkt voldoende te zijn. Op het moment dat de versterking de interne absorptie en de spiegelverliezen overwint, begint laserwerking. De stroomwaarde waarbij dit plaatsvindt noemt men de drempelstroom. Voorbij de drempelstroom zal het uitgangsvermogen van de laserdiode sterk toenemen. De laser zal licht emitteren in modi die qua golflengte passen in de FP-trilholte. Dit type laserdiode, een zogenaamde Fabry-Pérot laserdiode is bepaald niet frequentie-selectief, het emissiespectrum zal bestaan uit een aantal longitudinale modi, de halfwaardebreedte van de omhullende van de modi bedraagt 3-5 nm. De breedte der individuele modi varieert van 100 tot 250 MHz.



FIGUUR 4a: Vermogen vs stroom karakteristieken van van een 1300nm Fabry-Perot laserdiode.

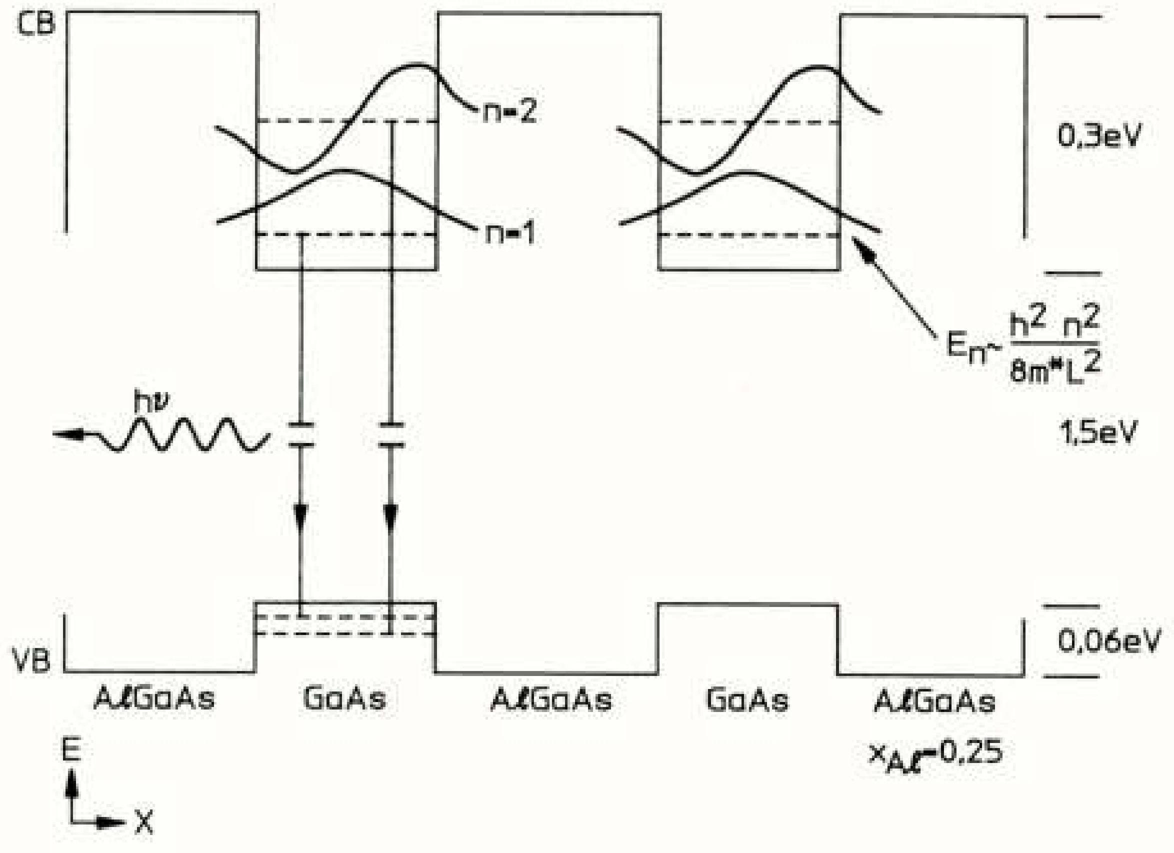


FIGUUR 4b: Optisch spectrum van een 1300nm Fabry-Perot laserdiode. Het spectrum bevat meerdere longitudinale modi.

Randstraal-LED's zijn meestal gebaseerd op laserstructuren, maar de laserwerking is onderdrukt door één van de kliefvlakken te voorzien van een anti-reflectielaag en het andere kliefvlak af te schuinen.

Een nieuwe generatie van laserdiodes wordt gevormd door de zogenaamde Quantum-Well laserdiodes (Acket, 1987). In deze laserdiodes is de dikte van de actieve laag dermate gereduceerd dat de kinetische energie van de elektronen in de actieve laag in de richting loodrecht op de junctie gequantiseerd wordt. De elektronen

komen als het ware in een potentiaalput terecht. Hierdoor splitst de energieband op in een aantal subbanden en krijgt de toestandsdichtheidsfunctie een trapvormig profiel. Men spreekt van een single quantum-well (SQW) wanneer het een enkele actieve "put" betreft, daarnaast kunnen ook meerdere "putten" naast elkaar voorkomen gescheiden door (eveneens zeer dunne) barrière-lagen. De barrière-lagen hebben een grotere bandgap (figuur 5). In dit geval spreekt men van een multi-quantum-well (MQW) laserdiode. De modificatie van de toestandsdichtheid geeft deze laserdiodes erg aantrekkelijke eigenschappen waaronder een lage drempelstroom en een hoge modulatiesnelheid (Arakawa, 1986). Deze voordelen zijn tot nu toe aangetoond voor AlGaAs laserdiodes in het 800 nm gebied. Veel onderzoek is gaande naar de toepassing van QW-structuren bij langere golflengten (1300 en 1550 nm).



FIGUUR 5: GaAs-GaAlAs MQW-structuur
De breedte L van de "put" bedraagt in de praktijk 5-10nm.

INTENSITEITSMODULATIE-DIRECTE DETECTIE GLASVEZELSYSTEMEN

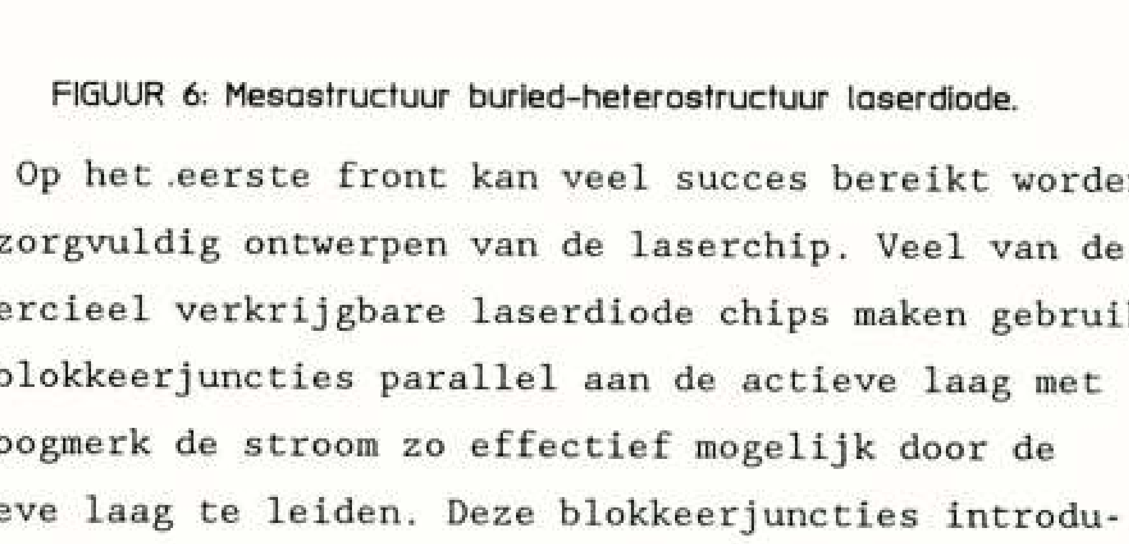
De huidige geïnstalleerde glasvezelsystemen zijn alle gebaseerd op het principe van intensiteitsmodulatie-directe detectie (IM-DD). De moderne systemen zijn voorzien van een 1300 of 1550 nm laserdiode, een singlemode glasvezel en een fotodiode. Bij deze systemen wordt de elektrische informatie direct op de laserdiode gemoduleerd. Uit snelheidsoverwegingen is de laserdiode ingesteld op een biasstroom (ongeveer de drempelstroom). Al naar gelang de gekozen golflengte bedraagt de overbrugbare lengte tot 100 à 200 km. (De minimale vezeldemping treedt op bij de golflengte 1550 nm en bedraagt 0.2 dB/km, de golflengte 1300 nm is aantrekkelijk omdat daar de dispersie nihil is bij een demping van 0.34 dB/km).

Transmissiesnelheden (met één enkele bron) bedragen tot 2.4 Gbit/s voor commerciële systemen, experimenteel is 10 Gbit/s over 80 km gerealiseerd (Fujita, 1988).

Capaciteitsverhoging van IM-DD systemen moeten gezocht worden in het verhogen van de transmissiesnelheden of het toepassen van WDM (wavelength-division-multiplex). Het eerste concept vraagt om extreem snelle laserdiodes, het tweede concept om spectraal smalbandige laserdiodes, bij voorkeur laserdiodes die ook onder modulatie één longitudinale mode emitteren. Beide concepten vragen om specifieke laserdiodes.

HOOGFREQUENT LASERDIODES

Twee elementen zijn bepalend voor het bereiken van de maximale modulatiefrequentie (IM) voor een laserdiode. Ten eerste betreft dat het geheel van parasitaire capaciteiten en zelfinducties in en rond de laserdiodechip. Daarnaast is de frequentie van de relaxatie-oscillaties uiteindelijk bepalend (Lau, 1985). De relaxatie-oscillaties vinden hun fysische oorsprong in de respons ie van de foton-dichtheid op een plotselinge verandering in de dichtheid van ladingsdragers in de lasertrilholte. De optredende gestimuleerde emissie zal in hoog tempo de fotondichtheid doen toenemen en de overmaat aan ladingsdragers uitputten hetgeen weer resulteert in een daling van de fotondichtheid. Onder invloed van de spontane emissie dempt dit oscillerend naar een nieuwe evenwichtssituatie. De frequentie waar dit mee gepaard gaat wordt de relaxatie-oscillatie frequentie genoemd. Het optimaliseren van de hoogfrequent-eigenschappen van laserdiodes berust op het minimaliseren van de parasitaire capaciteiten en zelfinducties in de structuur èn het zo hoog mogelijk maken van de relaxatie-oscillatie frequenties.



FIGUUR 6: Mesastructuur buried-heterostructuur laserdiode.

Op het eerste front kan veel succes bereikt worden met zorgvuldig ontwerpen van de laserchip. Veel van de commercieel verkrijgbare laserdiode chips maken gebruik van blokkeerjuncties parallel aan de actieve laag met het oogmerk de stroom zo effectief mogelijk door de actieve laag te leiden. Deze blokkeerjuncties introduceren een aanzienlijke parallelcapaciteit. Door gebruik te maken van een mesa-type buried-heterostructuur chip en door de blokkeerjunctie te vervangen door een zuivere isolator kan de totale parasitaire capaciteit worden teruggebracht tot minder dan 2 pF, de bonding kan worden vervangen door een stripline (Bowers, 1986).

Het dynamisch gedrag van de fotondichtheid en de ladingsdragerdichtheid in de trilholte laat zich elegant beschrijven door twee gekoppelde eerste orde differentiaalvergelijkingen, de zogenaamde rate equations (Lau, 1985). Hieruit laat zich tevens een betrekking voor de relaxatie-oscillatie frequentie afleiden:

$$f_{REL} = (1/2\pi)\sqrt{[(\delta G/\delta N)*(P/\tau_P)]}$$

met

P	interne fotondichtheid
τ_P	levensduur van een foton in de trilholte
$\delta G/\delta N$	differentiële versterking

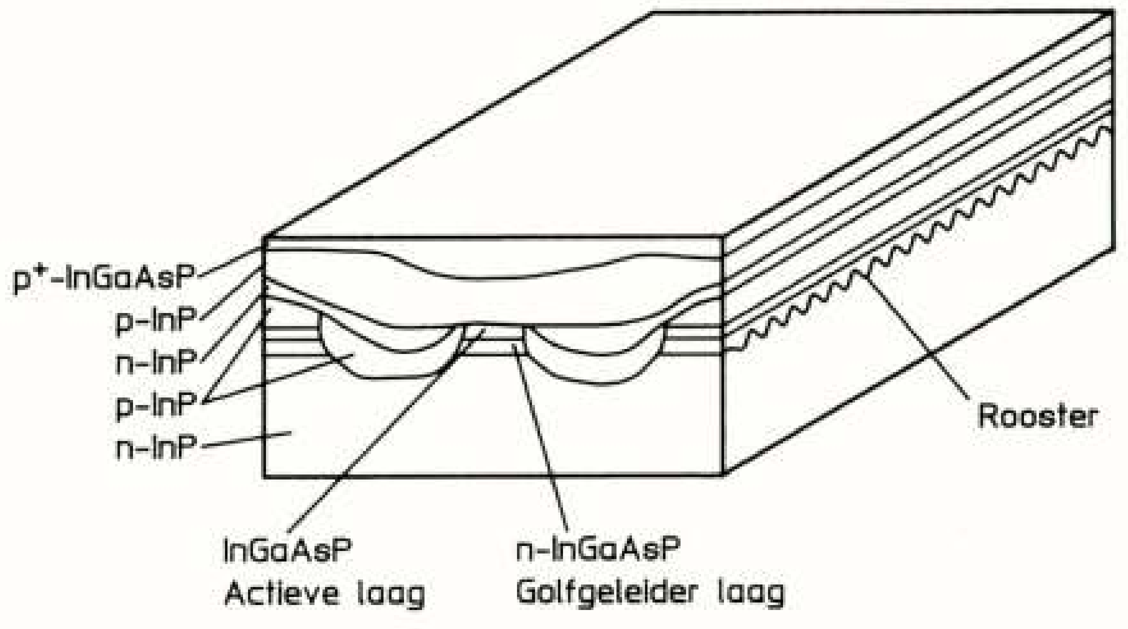
Hieruit blijkt dat de relaxatie-oscillatie frequentie op een aantal manieren te verhogen is:

- het optisch vermogen kan worden opgevoerd en daarmee de fotondichtheid in de trilholte,
- door de lengte van de trilholte te verkorten kan de gemiddelde verblijfsduur van een foton in de trilholte verminderd worden en daarmee de fotonlevensduur,
- de differentiële versterking kan verhoogd worden door verlaging van de temperatuur van de actieve laag, het aanbrengen van een p-type dotering van de actieve laag of het gebruik maken van een multiquantumwell structuur. Met AlGaAs MQW laserdiodes zijn al relaxatie-oscillatie frequenties bereikt hoger dan 30 Ghz (Uomi, 1987).

De hoogste modulatie-frequentie behaald voor 1300 nm laserdiodes bedraagt tot nu toe 22 GHz (-3dB) bij 20°C (Olshansky, 1987).

SINGLE-LONGITUDINAL-MODE LASERDIODES

In Fabry-Pérot laserdiodes is het verschil in versterking voor de modi die rond de top van het versterkingsprofiel liggen zeer gering, terwijl de absorptie die de modi ervaren nagenoeg dezelfde is. Het spectrum van 1300- en 1550 nm FP-laserdiodes bevat over het algemeen meerdere longitudinale modi. Dit ligt mede besloten in de aard van een halfgeleiderlaserdiode, het betreft gestimuleerde overgangen tussen conductieband en valentieband, het versterkingsprofiel is breed, en gerelateerd aan de mode-afstand in de top vrij vlak. Daarnaast speelt de spontane emissie een belangrijke rol. Een methode om golflengte-selectiviteit in een laserdiode in te bouwen is het aanbrengen van een tralie die evenwijdig loopt aan de actieve laag (Acket, 1987). De heenlopende golf zal over de gehele lengterichting van de actieve laag energie overkoppelen in de in retour-richting lopende golf en vica versa. Men noemt dit Distributed Feed-Back, de spiegelfunctie wordt in een DFB-laserdiode overgenomen door de tralie en de golflengte-selectiviteit van een dergelijke structuur is veel groter dan van een FP-laserdiode. De periodiciteit van de tralie is bepalend voor de emissiegolflengte van de laserdiode.



FIGUUR 7: DFB-laserdiode.

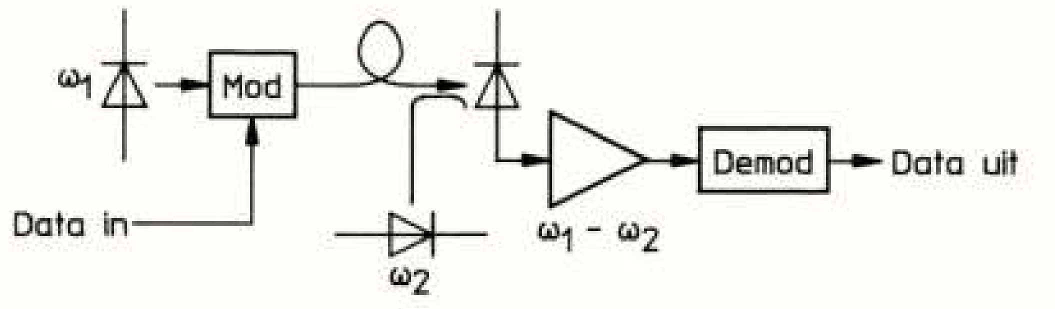
Ook is het mogelijk bij een conventionele FP-laserdiode één der twee facetten te vervangen door een traliespiegel. De tralie ligt nu in het passieve gedeelte van de laserdiode. De golflengte-selectieve reflectie draagt zorg voor het gewenste single-mode gedrag. Dit type laserdiode noemt men een Distributed Bragg-Reflector laserdiode (DBR-laserdiode). Wat zijmodus-onderdrukking betreft zijn de DFB- en de DBR-laserdiode vergelijkbaar, bij de DBR-laserdiodes vormt het koppelverlies tussen de actieve zone en de DBR-zone nog een probleem, zodat de drempelstromen in DFB-laserdiodes meestal lager zijn dan in DBR-laserdiodes.

Het grote voordeel van DFB- en DBR-laserdiodes versus de FP-laserdiodes is hun single-mode gedrag ook bij gigabit-modulatie. De lijnbreedte van DFB-laserdiodes bedraagt 20 - 50 MHz bij 5 mW uitgangsvermogen. De DFB-laserdiode (1300 nm en 1550 nm) is een produkt dat thans bijna twee jaar commercieel verkrijgbaar is, de gevoeligheid voor ongewenste reflecties vanuit het systeem (connectors!) retour naar de laserdiode vormt bij deze hoog-coherente bronnen nog een bron van constante zorg.

COHERENTE OPTISCHE COMMUNICATIESYSTEMEN

Bij IM-DD glasvezelsystemen wordt maar een fractie van de potentieel benutbare bandbreedte van de singlemode glasvezel (zo'n 30000 GHz) gebruikt. Door gebruik te maken van het coherente karakter van het licht zelf (de lichtfrequentie als draaggolf) kunnen de mogelijkheden van glasvezels als informatie-transmissiemedia ten volle ontplooid worden (Van Bochove, 1988). De technieken die hiervoor gebruikt worden zijn identiek aan het heterodyne mengprincipe uit de radiotechniek. Een coherent optisch communicatiesysteem bevat aan de zendzijde een smalbandige single longitudinal mode (SLM) zendbron die in amplitude, frequentie of fase gemoduleerd wordt. Aan de ontvangzijde bevindt zich een

SLM lokale oscillator met een frequentie die op een vaste frequentie-afstand van de frequentie van de zendbron is ingesteld. Aan de ontvangzijde wordt het inkomende signaal opgemengd met het lokale oscillatorsignaal en vervolgens met behulp van een fotodiode omgezet in een elektrisch signaal. Dit signaal bevat onder andere een signaalcomponent met de verschilfrequentie van de zendbron en de lokale oscillator. Dit middenfrequent-signaal wordt uitgefilterd en gedemoduleerd.



FIGUUR 8: Coherent optisch communicatie systeem.

De grote voordelen van een coherent systeem boven een direct-detectie systeem zijn gelegen in de grote gevoeligheidswinst (al naar gelang het gekozen modulatieschema tot 20 dB) en de mogelijkheid een veel dichtere golflengte-stapeling toe te passen. Een coherent systeem is wel een veel complexer systeem dan een direct-detectie systeem; het bevat in het algemeen de volgende opto-elektronische componenten:

- Een smalbandige SLM laserdiode gecombineerd met een optische isolator aan de zendzijde
- Een externe modulator aan de zendzijde (directe modulatie van de zendbron kan bij sommige modulatieschema's aanleiding geven tot onacceptabele lijnverbreding)
- Een smalbandige, verstembare SLM laserdiode aan de ontvangzijde
- Een polarisatie-regelaar aan de ontvangzijde (de polarisatierichting van het inkomende signaal en van het lokale oscillator-signaal dienen gelijk te zijn.)
- Een breedbandige ontvanger meestal uitgevoerd als P-I-N fotodiode gecombineerd met een FET-ingangstrap.

Daarnaast bevat een coherent optisch communicatiesysteem nog een breed scala aan elektronika ten behoeve van de modulatie, de versterking en de demodulatie van de signalen.

Hoge eisen worden gesteld aan de lijnbreedte van de SLM laserdiodes (tabel 2). Deze eisen voor de lijnbreedte in coherente communicatiesystemen vloeien voort uit eisen voor de signaal-ruis verhouding wanneer men een bit-error rate (BER) wil behalen van één fout gedetecteerd bit op miljard verzonden bits. Naarmate het modulatieschema fijnzinniger wordt en de gevoeligheidwinst ten opzichte van directe-detectie systemen toeneemt worden de eisen voor de lijnbreedte zwaarder.

Modulatieschema	Bitrate	
	100 Mb/s	1 Gb/s
Amplitude Shift Keying	10 MHz	100 MHz
Frequency Shift Keying (afhankelijk demodulatie-methode)	0,5-10 MHz	5-100 MHz
Heterodyne Phase Shift Keying	200 kHz	2 MHz
Homodyne Phase Shift Keying	30 kHz	300 kHz

tabel 2.

Modulatieschema's voor coherente communicatiesystemen en de bijbehorende eisen voor de laserlijnbreedte.

Uit de bovenstaande tabel blijkt dat voor de meeste modulatieschema's de lijnbreedte van de conventionele DFB laserdiodes nog veel te groot is (FP-laserdiodes komen vanwege hun multi-mode spectrum helemaal niet in aanmerking voor dergelijke systemen).

Voor de realisatie van coherente optische communicatie systemen is de beschikbaarheid van SLM-laserdiodes met een gereduceerde lijnbreedte van groot belang.

LIJNBREEDTE VAN LASERDIODES

Vanaf het prille begin van de eerste lasers heeft er een grote belangstelling bestaan voor de factoren die de lijnbreedte van lasers bepalen. De laserlijnbreedte kan bijzonder smal zijn maar heeft altijd een eindige breedte, het zijn variaties in de fase van het optisch stralingsveld die de lijnbreedte bepalen. Daarnaast is experimenteel aangetoond en theoretisch verklaard dat het produkt van lijnbreedte en vermogen een constante is. De interesse voor lijnbreedtes is met name de afgelopen jaren weer opgebloeid met het verschijnen van SLM laserdiodes en hun mogelijke toepassing in coherente communicatiesystemen. Het is experimenteel gebleken dat de lijnbreedte van halfgeleiderlaserdiodes circa 50 keer groter was dan de theorie voorspelde (Fleming, 1981). De verklaring van Charles Henry (AT&T Bell) voor dit fenomeen heeft geleid tot één van de sleutelpublicaties op het gebied van de laserdiode-fysica (Henry, 1982). De lijnbreedte van laserdiodes wordt bepaald door de faseruis die op haar beurt wordt veroorzaakt door de spontane emissie. De invloed van de spontane emissie op de faseruis laat zich op twee manieren gelden:

- directe variaties van de fase en de intensiteit van het optisch stralingsveld door spontane emissie
- vertraagde faseverandering, door variatie van de ladingsdragersdichtheid. Bij een spontaan emissieverschijnsel wordt tijdelijk de ladingsdragerdichtheid uit evenwicht gebracht hetgeen gepaard gaat met

een brekingsindexvariatie en een faseverandering van het optisch stralingsveld. Herstel van de evenwichtsituatie gaat gecombineerd met een relaxatie-oscillatie van ongeveer een nanoseconde.

De discrepantie tussen de theorie en de experimenteel bepaalde waarden van de lijnbreedte voor laserdiodes is toe te schrijven aan het tweede effect, waarin een koppeling wordt gelegd tussen intensiteits- en fasefluctuaties. Dit leidt tot een extra term, de lijnverbredingsfactor, in de betrekking voor de lijnbreedte. De lijnbreedte kan in formulevorm worden weergegeven:

$$\Delta\nu = [\ R\ /\ 4\pi I\ ]*(\ 1 + \alpha^2)$$

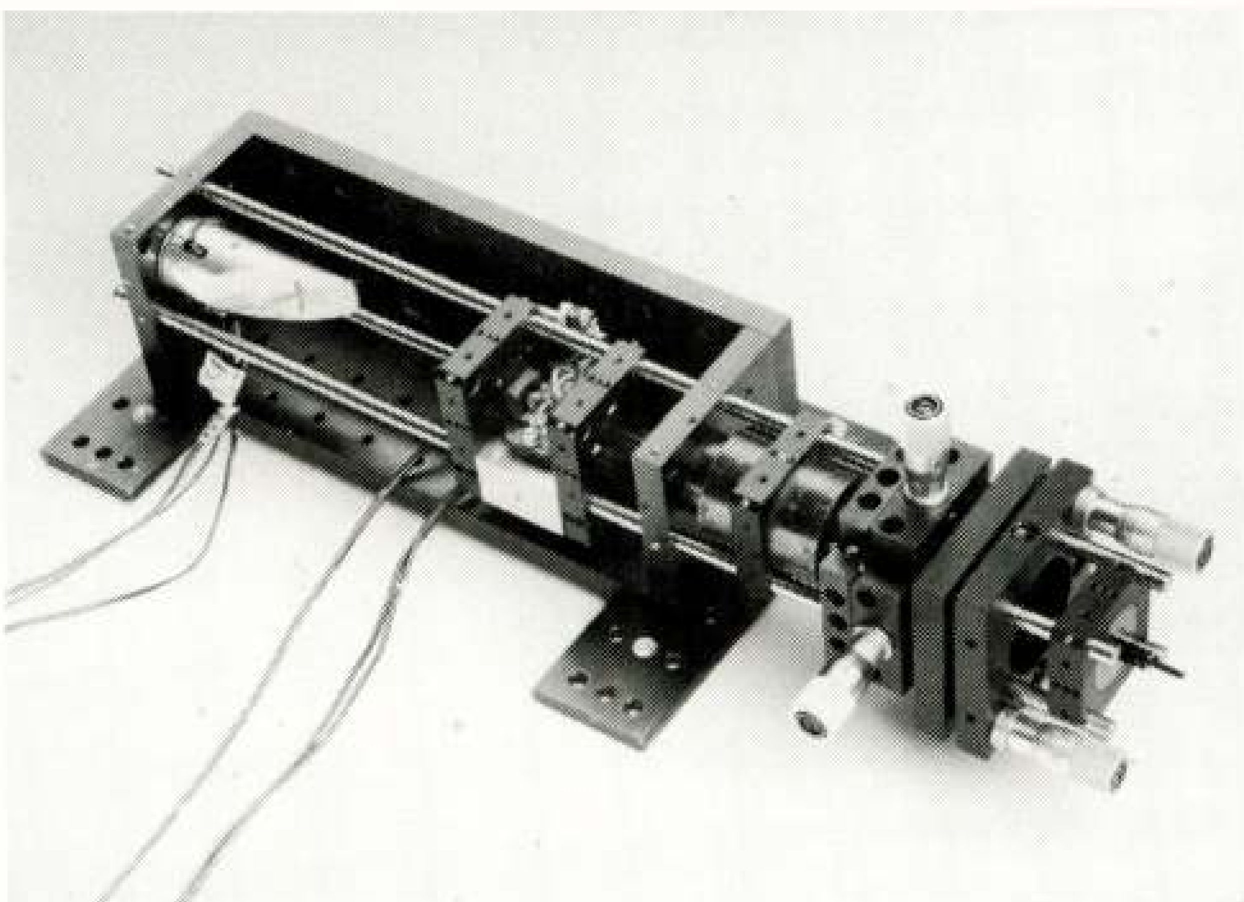
met

- R fotonbijdrage van de spontane emissie aan de lasermode per tijdseenheid
- I gemiddeld aantal fotonen in de lasermode
- α lijnverbredingsfactor

Uit deze betrekking blijkt dat de lijnbreedte samenhangt met de inverse van het vermogen en dat de lijnverbredingsfactor (ongeveer 5) een heel belangrijke rol speelt. Daarnaast kan worden aangetoond met enkele substituties voor R en I dat de lijnbreedte evenredig is met de inverse van het kwadraat van de trilholtelengte L (Henry, 1986).

Het inzicht in de fysische oorsprong van de lijnbreedte verschaft de middelen de laserlijnbreedte te reduceren. Daartoe moet gestreefd worden naar een afname van de invloed van spontane recombinatie per tijdseenheid R en een toename van het aantal fotonen I in de lasermode in de trilholte. Daarnaast moet de lijnverbredingsfactor α zo klein mogelijk gemaakt worden.

EXTERNE CAVITY LASERDIODES

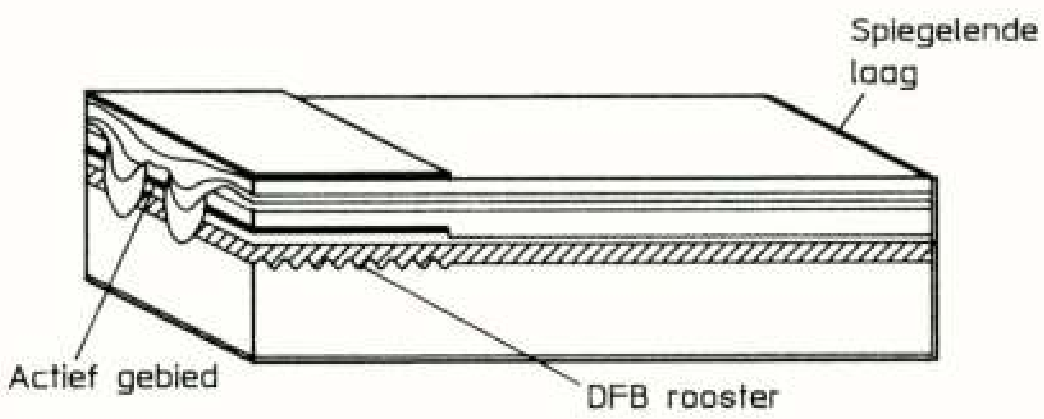


FIGUUR 9: Hybride externe trilholte laserdiode. Deze configuratie is op het Dr. Neher Laboratorium ontwikkeld.
(Met dank aan ir. M.O. van Deventer en ir. B. Rijsdijk).

Een methode om de lijnbreedte te reduceren bestaat uit het uitbreiden van de lasertrilholte (cavity) met een passieve externe sectie. Dit kan op twee manieren gerealiseerd worden:

- Hybride externe cavity-laserdiode. Bij een configuratie als deze wordt een laserdiode aan één facet voorzien van een anti-reflectie laag en er wordt een spiegel of een tralie aangebracht op 10 -20 cm afstand van het AR-gecoate facet. Een aantal combinaties is mogelijk: veel toegepast wordt een DFB-laserdiode met een spiegel of een FP-laserdiode met een tralie. Bij de laatste combinatie kan door verdraaiing van de tralie een aanzienlijke golflengteverstemming (40 - 50 nm) behaald worden.
- Monolitische externe cavity-laserdiode. Hierbij worden de actieve sectie en de passieve sectie geïntegreerd in één chip met een lengte van 2 - 3 mm. De actieve sectie (200 - 300 μm) bevat een DFB-zone, de passieve sectie wordt begrensd door een spiegelende coating. Combinaties met een Bragg-reflector in de passieve sectie worden ook verkend. Daarnaast worden FP-laserdiodes met een lange passieve cavity onderzocht.

De lijnbreedte-reductie door toevoeging van een externe trilholte kan zeer groot zijn. Het mechanisme werkt als volgt: de gemiddelde spontane emissie per tijdseenheid R daalt evenredig met de toename van de lengte van de trilholte (de passieve sectie draagt immers niets bij aan R). Het aantal fotonen I in de lasermode in de trilholte neemt ongeveer evenredig toe met de trilholte-lengte, omdat de verblijftijd van de fotonen in de trilholte sterk verlengd wordt.



Golflente = 1,54 m
Lijnbreedte = 3,5 MHz

FIGUUR 10: Monolitische externe trilholte laserdiode.

De resultaten met hybride externe trilholte laserdiodes zijn zeer bemoedigend. Lijnbreedtes van 10 kHz bij 1 mW uitgangsvermogen zijn behaald (Olsson, 1987). Toch kleven er bezwaren aan dit concept. Door de uitvoering in bulk-optiek worden hoge eisen gesteld aan de mechanische en thermische stabiliteit. Een logische ontwikkeling is de uitvoering van een monolitische externe cavity laserdiode, een zogenaamde MEC-laserdiode. Dit type laserdiode verkeert nog in het stadium van research, als meest veelbelovend resultaat is een lijnbreedte van 600 kHz behaald (Matsui, 1988).

Een methode tot verdere reductie van de lijnbreedte zou de toepassing van Multi-Quantum Well laserdiodes kunnen zijn. Resultaten wijzen erop dat in MQW-laserdiodes de lijnverbredingsfactor ruim 2 maal zo klein is als in laserdiodes met een conventionele actieve laag (Noda, 1987).

MONOLITISCHE VERSTEMBARE SLM LASERDIODES

De kracht van een coherent optisch communicatiesysteem is onder meer gelegen in de mogelijkheid kanalen zeer dicht te stapelen. Om aan de ontvangkant deze kanalen te detecteren heeft men behoefte aan een verstembare lokale oscillator. Eén van de belangrijkste aspecten van de huidige laserdiode-research betreft de ontwikkeling van monolitische verstembare SLM laserdiodes (Mito, 1988).

Het verstemmen van de emissie-golflengte van een laserdiode is op zich niet het grootste probleem. Bij temperatuurverandering van de trilholte van een DFB-laserdiode bijvoorbeeld varieert de golflengte al 0.08 nm/°C door de temperatuurcoëfficiënt van de brekingsindex. Veel lastiger is het probleem dat tijdens het verstemmen de laserdiode geneigd is te verspringen naar een andere longitudinale mode waardoor een discontinuïteit ontstaat in golflengte gedurende het verstemmen. Daarnaast is het handhaven van een acceptabele lijnbreedte over het totaal te verstemmen traject nog niet opgelost.

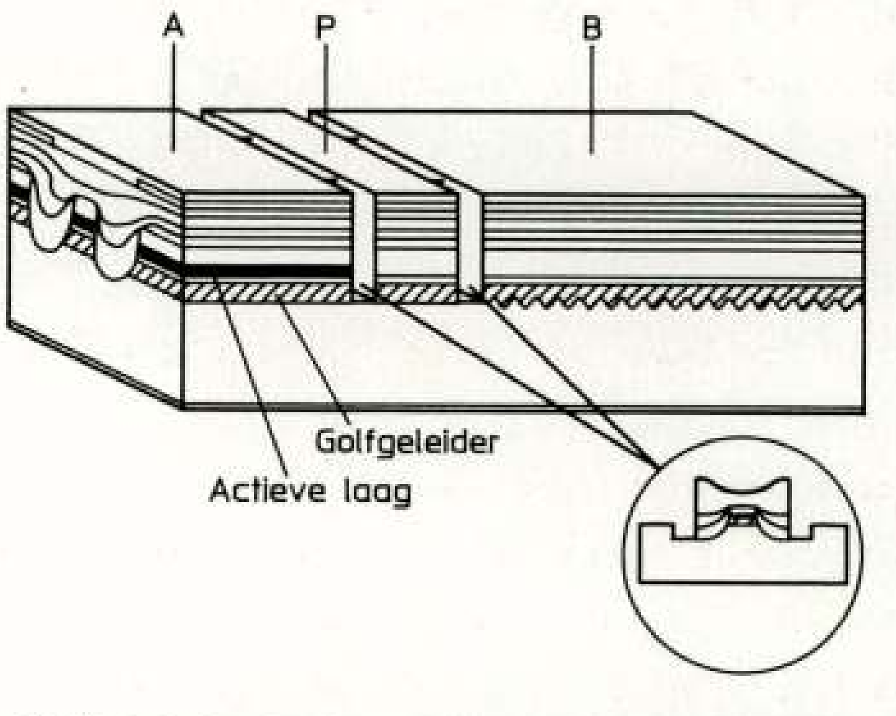
Een effect waar dankbaar gebruik van gemaakt wordt bij het ontwikkelen van verstembare laserdiodes is het verschijnsel dat de brekingsindex van het golfgeleidermateriaal extern met behulp van injectie van lading gevarieerd kan worden. Op basis van dit principe is een heel scala van multi-sectie laserdiodes ontwikkeld waarbij de verschillende secties extern aangestuurd kunnen worden. De meest veelbelovende configuraties zullen worden toegelicht.

- Twee-sectie DBR-laserdiode (Murata, 1986)

Bij deze laserdiode is zowel het actieve gedeelte als het tralie-gedeelte voorzien van een positieve elektrode, de negatieve elektrode wordt gedeeld. Injectie van stroom in het actieve gedeelte leidt tot laserwerking; wanneer er stroom geïnjecteerd wordt in de traliesectie wordt daar de brekingsindex veranderd en verandert de golflengte waarbij de DBR-tralie maximaal reflecteert. Dientengevolge verschuift de emissiegolflengte van de laserdiode. Nu moet bij laserwerking natuurlijk steeds voldaan worden aan de fasevoorwaarde voor optische rondgang. Bij toenemende injectie van de traliesectie zal de golflengte zover verstemmen tot een andere longitudinale modus beter voldoet aan de fasevoorwaarde en de laserdiode zal hierop reageren met een sprong in de emissiegolflengte (mode-hoppen). Het verband tussen de golflengte en de stroom wordt gekenmerkt door een continu gedeelte, een discrete sprong gevolgd door weer een continu gedeelte. Het continu verstembare gedeelte bedraagt ongeveer 1 nm, de sprongen zijn van dezelfde ordegrootte. De lijnbreedte varieert nogal, vooral daar waar "hopping" optreedt.

- Drie-sectie DBR laserdiode (Kotaki, 1987)

Bij deze laserdiode is een extra sectie met elektrode aangebracht tussen de actieve sectie en de DBR-sectie. In deze sectie bevindt zich een stukje van de golfgeleider waar de fase van het propagerende licht beïnvloed wordt. Dit geschiedt door met externe injectie van stroom de brekingsindex te variëren. Het doel van deze sectie is de fase van het optisch stralingsveld voortdurend aan te passen naarmate de golflengte verstemt. Het voordeel hiervan is dat over een veel groter traject continu verstemd kan worden. De resultaten voor dit type laserdiode zien er veelbelovend uit. Continue verstemming over meer dan 4 nm is tot nu toe behaald bij een continu uitgangsvermogen. Quasi-continue verstemming kan bereikt worden over meer dan 10 nm. De lijnbreedte varieert nog sterk, van 20 tot 100 MHz over het verstemmingstraject.



FIGUUR 11: Verstembare drie-sectie DBR-laserdiode.
A: Actieve sectie
P: Fase-verstemming sectie
B: Golflengte-verstemming sectie.

- Twee-elektrode DFB-laserdiode (Yoshikuni, 1986)

Verstemming van golflengte kan ook bereikt worden met een multi-elektrode DFB-laserdiode. De structuur wordt in wezen niet veranderd, behalve dat er twee elektrisch gescheiden top-elektroden worden aangebracht die elk een halve chiplengte bedekken. De emissiegolflengte kan verstemd worden door de stroom in één van de beide secties te variëren. De natuur van de verstemming is ingewikkelder van aard aangezien de tralie en de actieve laag nu in één gebied gelocaliseerd zijn.

Het principe is wel weer brekingsindexvariatie door injectie van stroom. Continue golflengteverstemming over 2.1 nm bij een continu uitgangsvermogen van 5 mW is gerealiseerd.

GEINTEGREERDE OPTO-ELEKTRONIKA

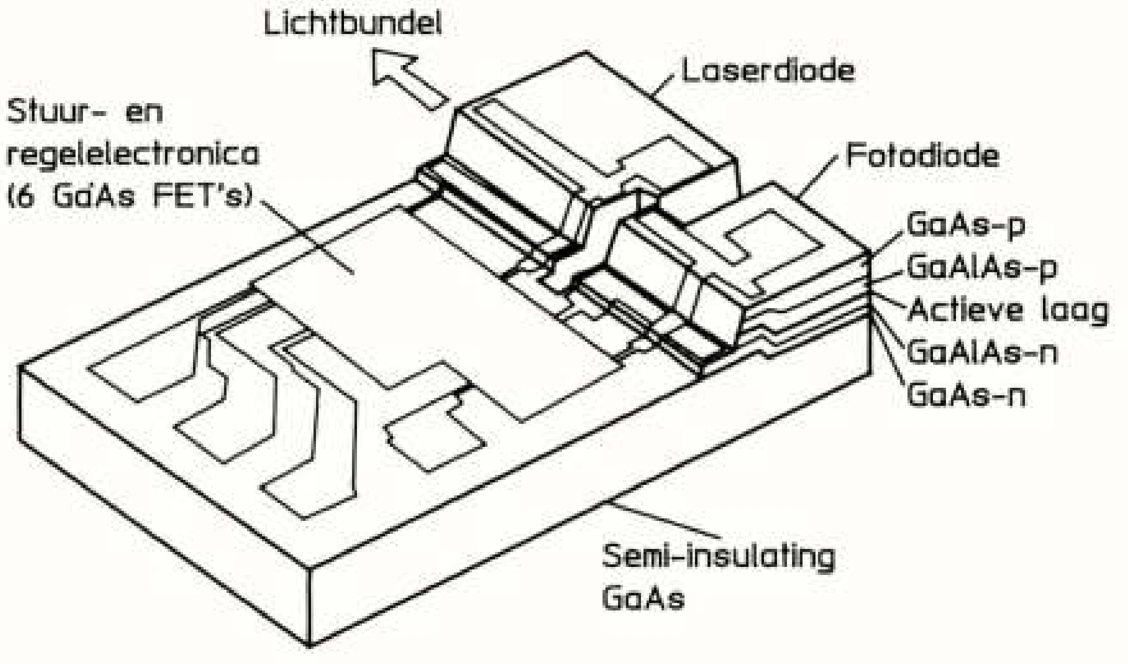
Grootschalige introductie van optische communicatiesystemen in het lokale netvlak zal vragen om betrouwbare en betaalbare componenten en systemen. Een weg die daarbij bewandeld kan worden is een verregaande integratie van opto-elektronische en elektronische componenten op één substraat. Voordelen van een dergelijke integratie zijn:

- Reductie van parasitaire zelfinducties en capaciteiten door een compacte bouwwijze, resulterend in snellere systemen
- Reductie van variatie in performance tussen (sub)-systemen gerealiseerd in discrete bouwvorm en in geïntegreerde vorm.
- Prijsverlaging door massa-produktie
- Verhoging van de betrouwbaarheid en de kwaliteit

De ontwikkelingen op het gebied van de Opto-Electronic Integrated Circuits (OEIC's) is het verst gevorderd wat betreft zenders en ontvangers in IM-DD systemen in Local Area Network-achtige toepassingen en signaal-interconnectie toepassingen (Matsueda, 1987). Deze chips zijn ontwikkeld op een GaAs-substraat en de emissiegolflengte ligt rond de 800 nm. Dankbaar wordt gebruik gemaakt van de kennis die er inmiddels is over het integreren van elektronische componenten in GaAs. Niettemin is het niet eenvoudig opto-elektronische componenten als laserdiodes en fotodiodes mee te integreren. Problemen die hier aan ten grondslag liggen zijn:

- Interconnectie tussen de elektronische en de opto-elektronische component. De elektronische componenten (FET's e.a.) zijn planaire devices (dikte < .2 μm) en de laserdiodes zijn bulk devices (dikte > 5 μm).
- De lithografie heeft moeite met grote hoogteverschillen die kunnen optreden.
- Optimalisatie van parameters. Laagdiktes geschikt voor FET's liggen in een andere ordegrootte dan voor laserdiodes. Idem voor doteringen.
- De layout kan kritisch zijn, een laserdiode met facetten eist een positie aan de rand.

Bij de op GaAS georiënteerde OEIC's bedraagt de integratiedichtheid (thans) tot ongeveer 100 componenten; de geïntegreerde componenten betreffen laserdiodes, fotodiodes, transistoren, diodes en weerstanden. Gerealiseerd zijn zender-eenheden (tot 2 Gbit/s), zenders met mee-geïntegreerde elektronische multiplexers, complete transmitters en ontvanger-versterker combinaties.



FIGUUR 12: Geïntegreerde optische zender (AlGaAs-GaAs OEIC).

De ontwikkeling van OEIC's gebaseerd op een InP-substraat en geschikt voor het gebied van 1300 - 1550 nm is veel minder vergevorderd. Dit heeft te maken met het feit dat InP-technologie minder ver ontwikkeld is dan de GaAs-technologie. Niettemin zijn ook op basis van deze technologie de elementaire configuraties (zender met aanstuurelektronika en ontvanger met versterker) verkend (Suzuki, A. 1987). Enige tot nu toe bereikte resultaten zijn:

Een zend-laserdiode (FP, 1300 nm) met stuurelektronika bestaande uit 3 hetero-barrière transistoren (collector en emitter InP, basis InGaAsP) op een InP-substraat. Modulatie tot 2 Gbit/s is aangetoond bij 20 mW uitgangsvermogen.

Een InGaAs P-I-N fotodiode en een voorversterker-circuit bestaande uit 3 junctie-FET's. De gevoeligheid bedraagt -22.8 dBm bij 1.2 Gbit/s.

Een andere interessante vorm van integratie is de combinatie van een laserdiode en een elektro-absorptie intensiteitsmodulator op een InP-substraat (Suzuki, M. 1987). Naast modulatoren met een golfgeleiderkanaal in bulk wordt ook gebruik gemaakt van MQW-structuren. Het MQW-materiaal heeft een elektro-absorptie effect dat circa 50 keer sterker is dan in bulkhalfgeleider (Wood 1988). Deze halfgeleidermodulatoren laten zich integreren met halfgeleiderlaserdiodes en zijn aantrekkelijk vanwege de lage aanstuurspanningen en hoge snelheid. Zij voegen weinig lijnverbreding toe aan het laserspectrum en zijn daarom zeer interessant omdat direct gemoduleerde SLM laserdiodes bij zeer hoge modulatiesnelheden een dynamische spectrumverbreding vertonen. Deze spectrumverbreding, 'chirping', vormt in combinatie met de chromatische dispersie de begrenzing van de maximale transmissiesnelheid bij een gegeven vezellengte.

CONCLUSIES

De opto-elektronika is een snel aan belang winnende discipline met een vitale rol in de ontwikkeling van glasvezelcommunicatiesystemen. Om de bandbreedte van een glasvezel optimaal te benutten dienen hiervoor de geschikte opto-elektronische componenten ontwikkeld te worden. Grootschalige toepassing van glasvezel-communicatiesystemen in het lokale netvlak vereist dat opto-elektronische integratie voortvarend ter hand wordt genomen. De huidige stand van zaken in de research wereldwijd geeft voldoende reden deze jonge technologie een glanzend toekomstperspectief te voorspellen.

LITERATUUR

G. A. Acket en W. Nijman;
Nederlands Tijdschrift voor Natuurkunde
A53 nr. 1 (1987), pp.22-24

Y. Arakawa, A. Yariv;
J. Quantum Electron. QE-22 nr. 9 (1986)
pp. 1887- 1899

A. C. van Bochove; Tijdschrift NERG 53 nr.3 (1988)

J. E. Bowers e.a. ;
J. Quantum Electron. QE-22 nr. 6 (1986) pp. 833-843

A. Diekema;
Tijdschrift NERG 50 nr.3 (1985), pp.97-102

M. W. Fleming, A. Mooradian;
Appl. Phys. Lett. 38 (1981), p 511

S. Fujita;
OFC 1988, post-deadlinepaper PDP16

C.H. Henry;
J. Quantum Electron. QE-18 nr. (1982), pp. 259-264

C.H. Henry; J. Lightwave Techn. LT-4 nr.4 (1986),
pp. 298-311

Y. Kotaki e.a. ;
Electron. Lett. 23 nr.7 (1987), p.325

K. Y. Lau, A. Yariv;
J. Quantum Electron. QE-21 nr.2 (1985) pp. 121-138

H. Matsueda; J. Lightwave Techn. LT-5 nr.10 (1987),
pp.1382-1390

Y. Matsui; Techn. Digest OFC 1988, paper THK 7

I. Mito; Techn. Digest OFC 1988, paper THK 1

S. Murata e.a. ; Proc. 10th IEEE Semiconductor Laser
Conference paper B-3

S. Noda e.a.; Appl. Phys. Lett. 50 nr.14 (1987),
pp.863-865

N. Olsson; J. Lightwave Techn. LT-5 nr.4 (1987),
pp. 510-515

A. Susuki e.a. ; J. Lightwave Techn. LT-5 nr.10 (1987)
pp. 1479-1487

M. Suzuki e.a. ; J. Lightwave Techn. LT-5 nr.9 (1987),
pp. 1382-1390

K. Uomi e.a. ; Appl. Phys. Lett. 51 nr.2 (1987),
pp. 78-80

T. H. Wood; J. Lightwave Techn. LT-6 nr.6 (1988),
pp. 743-757

Y. Yoshikuni e.a. ; Electron. Lett. 22 (1986), p.1153

Voordracht gehouden tijdens de 358e werkvergadering.

ELEKTROMAGNETISCHE STIMULATIE

Ir. T. Scharten
Technische Universiteit Eindhoven

Electromagnetic stimulation. A survey is given of electromagnetic stimulation of living tissue as an analytical, diagnostic, therapeutic or bio-technological means. In the electromagnetic approach a stimulator is represented by electrodes and/or magnetodes (i.e. current loops), whereas tissues are represented as anisotropic but reciprocal,dispersive and dissipative media. It is concluded that stimulation can be established by an electrostatic field or by the electric component af an electromagnetic field. Some results are reported of current theoretical research on electromagnetic stimulation at the Eindhoven University of Technology, concerning the design of transmitting and receiving magnetodes for ear-prosthesis, the electromagnetic field of saddle-coils used against osteoporosis, and electromagnetic fields in the brains during electroconvulsive therapy, respectively.

Velen van ons zullen uit eigen ervaring wel weten waar het bij elektromagnetische stimulatie om gaat. Dat weten wij door de elektrische schok toen wij onze eerste voedingstransformator àl te zorgeloos uitprobeerden, of toen de losse aansluitdraad van de lamp moest worden vastgezet zonder dat de hoofdschakelaar was omgedraaid. De spierreaktie toont goed functioneren aan.

Elektriciteit kan dus gebruikt worden om een spier zich te laten samentrekken, maar ook om na te gaan ŏf die zich wel samentrekt. In het eerste geval is er sprake van therapie, in het tweede van diagnostiek. Beide toepassingen vallen onder elektromagnetische stimulatie, EMS.

Ik zal nu eerst een algemeen overzicht van EMS geven, en wel aan de hand van drie vragen: EMS, wat wordt daar mee bedoeld, waartoe wordt ze gebruikt, en hoe werkt EMS ? In de laatste vraag zit het probleem, er zijn meer vragen dan antwoorden. Het tweede deel van deze bijdrage zal ik besteden aan één van de vraagtekens, te weten het elektromagnetische. Daarin ga ik in op het veldbegrip, de manieren waarop wij elektromagnetische velden teweeg kunnen brengen, en op de wijze waarop levende weefsels elektromagnetisch worden voorgesteld. Tenslotte geef ik een overzicht van het probleemveld zoals dat bewerkt wordt in projekt ET 28, Elektromagnetische stimulatie, aan de Technische Universiteit Eindhoven en zal ik enige resultaten van dat projekt presenteren.

EMS: wat , waartoe , hoe ?

Elektromagnetische stimulatie is te omschrijven als het verschijnsel, dat de werking van een levend schepsel in zijn geheel of in een of meer van zijn onderdelen, door een elektromagnetisch veld wordt beïnvloed. Hierbij is 'levend schepsel', dus plant en dier, op te vatten als een zielloze, maar geordende vereniging van levende weefsels. Die beïnvloeding kan al dan niet opzettelijk gebeuren. De mogelijke beïnvloeding door aard-elektrisch en aardmagnetisch veld, door het veld van hoogspanningslijn of zender vormen voorbeelden van de niet-opzettelijke. Dit soort beïnvloeding wordt niet beoogd; ze is van nature aanwezig dan wel een ongewild bijprodukt van onze elektrotechnische inspanning. Bij de opzettelijke beïnvloeding onderscheiden wij een viertal gebieden, te weten die van de analyse, de diagnose, de therapie en tenslotte de bio-technologie.

Analyse. Het gaat hier voornamelijk om twee rubrieken. Ten eerste de bepaling van de effekten van niet-opzettelijke beïnvloeding. Als voorbeeld een experiment waarin een kudde koeien opzettelijk onder een hoogspanningslijn wordt geweid, en waarbij de resultaten van bloed-onderzoek worden vergeleken met die van een 'schaduwkudde' buiten bereik van de lijn.[1] Een tweede belangrijke rubriek betreft de experimentele bepaling van de elektromagnetische eigenschappen van afzonderlijke weefselsoorten. Dit gebeurt door een stukje weefsel in een elektromagnetisch veld te brengen. Via meting van de relaxatietijd of impedantie (laagfrekwent) of reflektiedan wel resonantiemeting (hoogfrekwent) probeert men de elektromagnetische gevoeligheid te achterhalen.[2]

Diagnose. De opzettelijke beïnvloeding om diagnoses te kunnen stellen heeft Magnetic resonance imaging (MRI) als bekend voorbeeld. Bij deze techniek wordt een patiënt in een zeer sterk, homogeen magnetostatisch veld gebracht. Zijn waterstofkernen worden dan volgens dit veld gericht, maar ze vertonen ook resonantie met een elektromagnetisch veld van speciaal gekozen frekwentie (Larmorfrekwentie). Na uitschakeling van dit elektromagnetische veld precederen de spinmomenten terug naar hun neutrale stand. De daarbij extern te detekteren elektromagnetische echo vormt de basis voor de afbeeldingstechniek. De plaatsbepaling (waar komt de echo vandaan) komt tot stand door toepassing van magnetostatische hulpvelden van een vastliggende inhomogeniteit, aanleiding gevend tot sprei-

ding van de resonantiefrekwenties.[3] Voor het niet-operatief lokaliseren van een defekt in een motorische zenuw kan bij verlammingen gebruik worden gemaakt van een spoel, waar telkens een sterke stroompuls doorheen wordt gevoerd. Via de in het lichaam geïnduceerde stroom kan een motorische zenuw worden aangesproken. Door nu een zenuwbundel met de spoel af te tasten, kan uit de spierreaktie globaal het gebied worden afgebakend waar het defekt zetelt.[4]

Therapie. Dit toepassingsgebied is in twee rubrieken te verdelen: het verhelpen van stoornissen resp. de behandeling bij ziekten. In de eerste rubriek treffen wij het volgende aan.
Groeistoornis. Het is gebleken dat botvorming (mede) gereguleerd wordt door de toestand van mechanische belasting van bot, en dat die belasting in bot tevens een piëzo-elektrisch effekt heeft.[5] De combinatie van deze verschijnselen heeft tot het inzicht geleid, dat verstoorde botvorming overwonnen moet kunnen worden door de kunstmatige opwekking van een elektrisch veld. Dit inzicht wordt toegepast in geval van niet-helende botbreuken en ook bij bot-ontkalking. Daarbij gebruikt men elektrostatische velden of elektromagnetische.[6]
Motorstoornis. Bekende toepassingen zijn de hart-pacemaker en de defibrillator ter verhelping van storingen in het hartritme. Daarnaast kan men denken aan het gebruik van elektromagnetische velden ter verwarming van verstijfde spieren (diathermie), zoals toegepast in de fysiotherapie. Tenslotte wijzen wij op een nog geheel experimentele ontwikkeling van elektrische prothesen ter sturing van verlamde skeletspieren.[7]
Zintuigstoornis. Ook hier gaat het om de experimentele ontwikkeling van prothesen voor het gezichtsvermogen (via een elektroden-belegging op de visuele cortex) resp. voor het gehoor (via elektroden op de gehoorzenuw).[8,9] Een andere gehoorprothese zet geluid om in elektrische signalen die met elektroden op de huid voelbaar worden gemaakt. Gebruikers kunnen daarmee sommige geluiden uit hun omgeving leren herkennen.[10]

Dan het gebruik van elektromagnetische velden bij behandeling van ziekten. Een eerste voorbeeld betreft de kankerbestrijding. De behandeling wordt aangeduid als hyperthermie. Er wordt dan weer gebruik gemaakt van de eigenschap van levend weefsel om elektromagnetisch vermogen in warmte om te zetten. Voorwaarde is dat het kankerweefsel minder goed doorbloed is dan het omringende weefsel. Door het verschil in afvoer van warmte kan worden bereikt dat het kankerweefsel een fatale temperatuur heeft en het omringende weefsel (net) niet.[11]
Vervolgens noemen wij de bestrijding van chronische pijn met behulp van laagfrekwente elektrische pulsjes. Deze worden aan het lichaam toegevoerd met twee elektroden, op de huid aangebracht ter weerszijden van de pijnzône. De behandeling wordt aangeduid als TENS, van: transcutaneous electric nerve stimulation.[12] TENS en toediening van pijnstillende medicamenten worden beurtelings toegepast vanwege optredende gewenning.
Als laatste voorbeeld de elektro-convulsietherapie (ECT). Het gaat hier om patiënten die aan een zodanig diepe, vitale depressie lijden, dat psychotherapie noch toediening van antidepressiva aanwijsbaar resultaat oplevert. In dat geval wordt met toestemming van patiënt of van familie ECT toegepast. Bij de patiënt wordt een epileptische aanval opgewekt. Dit gebeurt met elektrische pulsen van oplopende sterkte die aan de hersenen worden toegevoerd via op het hoofd geplaatste elektroden.[13] Achtergrond voor deze behandeling is de waarneming dat depressie niet voorkomt bij epileptici.

Bio-technologie. Stimulatie van cel- of bacteriecultures met behulp van gelijkstroom kan leiden tot vormverandering van de cellen. Er moeten zeer goede voorzorgen worden genomen ter vermijding van elektrolyse. Zo wordt een vergroting van de cellengte met ca. 20% gemeld voor E.coli-cultures.[14]

Na dit inleidende overzicht over 't wat en 't waartoe van elektromagnetische stimulatie, nu de vraag naar de feitelijke werking, het mechanisme van EMS. Een algemeen antwoord is in het geheel niet te geven. Elektrisch prikkelen van een zenuw houdt waarschijnlijk een heel ander proces in dan een botvormende cel aanzetten tot deling. Maar ook bij deze en dit soort specifieke zaken ontbreekt het veelal aan antwoorden. Zelfs als een zeker type stimulatie, qua begrip, helemaal geen problemen oplevert, zoals bij warmte-ontwikkeling met behulp van een elektromagnetisch veld, dan ontstaan er vragen op het stuk van optimalisering: wat is de beste vorm voor deze of gene stimulator, welke signaalfrekwentie geeft het beste (!) resultaat, enzovoort. Voor de beantwoording hiervan komt men met een globaal inzicht niet ver of zeker niet ver genoeg. Bij dit alles komt dan nog de omstandigheid dat er met het genereren van antwoorden op fundamentele vragen op het gebied van EMS vele disciplines gemoeid zijn. Iets wat dan voor de één een vèrreikend inzicht betekent, kan voor een ander pure mystiek zijn. Begrijpen is discipline-gebonden.

Met dit alles wil gezegd zijn dat EMS niet alleen een uitgestrekt gebied van onderzoek betekent, maar dat de onderzoeker ook -vertrekkend vanuit de eigen discipline- moet proberen de grenzen van zijn discipline te overschrijden in de richting van andere, mede betrokken disciplines. Elektromagnetisch bekeken staan wij met EMS aan het begin. Dat wil zeggen dat wij, bijvoorbeeld door modelstudies, moeten starten met het opdoen van kennis en inzicht omtrent veldverdelingen, ladings-ophopingen en stroomverdelingen, optredend bij elektromagnetische stimulatie van levend weefsel.

De elektromagnetische aanpak

Velden en bronnen

In de voorafgaande paragraaf is het woord 'veld' een paar keer gebruikt. Daarbij is ervan uitgegaan dat dit woord bij de lezer een inhoud heeft die toereikend is voor begrip van de tekst. Nu wij EMS vanuit elektromagnetisch standpunt willen benaderen, is het wenselijk meer precies af te spreken wat onder veld wordt verstaan. De definitie blijkt tweeledig te zijn.

Allereerst is veld een gebied in de plaats-tijdruimte, in welk gebied de werking van de bron bestaat. Denk aan het onweer. Door elke ontlading -de bron- is er een gebied in de plaatsruimte dat met voortschrijdende tijd steeds groter wordt, waarin de donderslag hoorbaar is (geweest). Hetzelfde geldt voor de zichtbaarheid van de lichtflits.

Onder veld verstaan wij voorts, en eigenlijk in één adem, de werking van de bron zelf. De onweers-ontlading gaat gepaard met geluid- en lichtverschijnselen. Er is dus sprake van een geluidveld en een lichtveld.

In de telecommunicatie zijn de twee kanten van het veldbegrip heel duidelijk onderscheiden. Plaatsen op (elektromagnetisch) zeer grote afstand tot een zendantenne worden aangeduid als 'ver veld', terwijl het elektromagnetische veld dat door die antenne aldaar is opgewekt, 'stralingsveld' heet. Met de zinsnede dat een bron een veld opwekt wordt dus nogal wat tot uitdrukking gebracht.

Vanwege de sterk uiteenlopende veld-kenmerken is het gebruikelijk om stilstaande bronnen te onderscheiden in al dan niet tijd-afhankelijke. Als de bronsterkte met voortschrijdende tijd niet verandert, niet veranderd is en niet zal veranderen, dan heet het veld statisch. Het heet dynamisch als de bronsterkte van de tijd afhangt. Dit geldt algemeen. Ons nu beperkend tot elektro-magnetische verschijnselen, verkrijgen wij het overzicht van tabel 1.

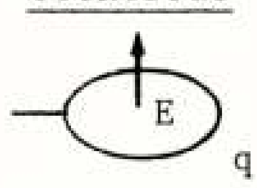
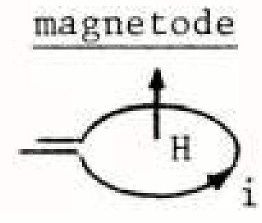
Tabel 1 : Nomenclatuur van bronnen en velden

BRON	VELD
tijd-onafhankelijk:	statisch:
ophoping van elektrische lading, permanente elektreet	elektrostatisch (E_o)
stroom van elektrische lading, permanente magneet	magnetostatisch (H_o)
tijd-afhankelijk:	dynamisch:
ophoping en stroom van elektrische lading, elektreet en magneet in beweging	elektromagnetisch (E,H)

Van belang is nu de onderkenning dat er bij de bronnen met tijd-onafhankelijke sterkte twee velden naast elkaar zijn aan te geven: een elektrostatisch en een magnetostatisch veld. Bij bronnen met tijdafhankelijke sterkte is er een elektromagnetisch veld. Dat is een samenstel van een elektrisch en een magnetisch veld, die op elke plaats onderling in wisselwerking staan. Dit betekent dat een elektrodynamisch veld en een magnetodynamisch veld afzonderlijk onbestaanbaar zijn. Zij wekken elkaar juist op, het ene veld is op elke plaats bron van het andere. Hiermee is het voorstelbaar geworden dat de werking van een tijd-afhankelijke bron zich uitbreidt in de plaats-tijdruimte, en dat er een elektromagnetisch vermogen wordt getransporteerd. Deze kenmerken ontbreken volledig in de statische toestand.

Om redenen van praktische aard laten wij permanente elektreten en magneten, stilstaand of in beweging, verder buiten beschouwing. Wij bepalen ons dus tot ophopingen en stromen van elektrische lading, kortweg aangeduid als elektrische lading resp. elektrische stroom.[15] De samenhang van deze bronnen en hun velden is nog eens weergegeven in het schema van tabel 2. Daarin is ook de principiële realisatie van de bronnen afgebeeld.

Tabel 2 : Bronnen en velden

BRON		ophoping van elektrische lading (q)	stroom van elektrische lading (i)
REALISATIE		draad-einde elektrode 	draad-lus magnetode 
VELD	statisch	E_o	H_o
	dynamisch	$E \leftrightarrow H$	$H \leftrightarrow E$

Uit dit schema valt af te lezen dat met behulp van een elektrode (een metalen plaatje aan het einde van een geleidende draad) een elektrostatisch veld wordt opgewekt, mits de sterkte van de lading op de elektrode onveranderlijk is. Met diezelfde elektrode wordt, via het elektrische veld, een elektromagnetisch veld opgewekt als de sterkte van de lading (door aan- en afvoer via de draad, dus door een elektrische stroom) met voortschrijdende tijd verandert.[16]

Door toepassing van een magnetode[17] wordt een magnetostatisch veld verkregen als de sterkte van de stroom door de draadlus onveranderlijk is. Als deze stroomsterkte echter van de tijd afhangt, dan wordt er weer een elektromagnetisch veld opgewekt, maar nu via het magnetische veld.

Levende weefsels

Levend weefsel is doordringbaar voor een elektrostatisch, een magnetostatisch en een elektromagnetisch veld. Het is daarbij passief. Dit wil zeggen dat de stof bij inwerking van een veld, geen vermogen produceert. Met andere woorden laten wij de biologische reaktie van weefsels op een veld buiten beschouwing.

De elektrische komponent van een elektromagnetisch veld heeft in levend weefsel een drietal gevolgen. Ten eerste oefent deze komponent krachten uit op de molekulen waar de stof uit is opgebouwd. Deze weefselmolekulen zijn polair: zij gedragen zich als elektrische dipolen, de vereniging van een negatieve en een positieve elektrische lading. Onder invloed van het veld voeren de molekulen zodoende bewegingen uit, ze worden gericht naar het veld ter plaatse. Dit proces wordt elektrische polarisatie genoemd. Het gaat gepaard met elektrische hysterese, het tweede gevolg. De molekuulbewegingen worden beïnvloed door elektrische wisselwerking met naburige molekulen. Deze invloed is op te vatten als inwendige wrijving, en ze doet zich voor als warmte. Het laatste gevolg ontstaat door de krachtwerking op de vrije ionen in het weefsel. Daardoor verplaatsen die ionen zich, ook weer in elektrische wisselwerking met hun omgeving, dus evenzeer aanleiding gevend tot warmte. Dit proces heet elektrische geleiding.

De warmte-ontwikkeling door hysterese, resp. door geleiding doet zich integraal voor. De afzonderlijke bijdragen zijn meettechnisch niet onderscheidbaar en de eraan ten grondslag liggende twee processen dus evenmin. Polarisatie, hysterese en geleiding zorgen ervoor dat het elektrische veld in, zowel als buiten het weefsel, niet hetzelfde is als in het geval dat het weefsel niet aanwezig zou zijn. Bij inwerking van een elektrostatisch veld heeft men, gelet op het vorenstaande, alleen te maken met polarisatie en geleiding, niet met hysterese (het inwerkende veld blijft immers onveranderlijk).

De magnetische component van een elektromagnetisch veld heeft, evenals een magnetostatisch veld, invloed op de bewegingstoestand van bewegende geladen deeltjes, zoals vrije ionen in een weefsel of zich richtende molekulaire dipolen. Dit zal aanleiding geven tot anisotropie in de inwerking van een elektrisch veld: de hier genoemde drie gevolgen zullen mede afhankelijk worden van de plaatselijke richting van het elektrische veld. Voor zover onze kennis reikt, kan worden vastgesteld dat de anisotropie verwaarloosbaar klein is, althans makroskopisch beschouwd, op het niveau van weefsel, niet op dat van cel of molekuul. Aldus heeft levend weefsel dezelfde magnetische gevoeligheid als lucht, namelijk geen. Dit betekent echter niet dat een magnetisch veld door levend weefsel niet beïnvloed zou worden. Deze invloed komt dan immers tot stand via het elektrische veld door wisselwerking.

Het bovenstaande is samengevat in tabel 3. Hierin zijn tevens de elektromagnetische grootheden aangegeven waar weefsels mee worden beschreven. Het is daarbij gebruikelijk de warmte-ontwikkeling in de stof volledig naar de geleiding toe te rekenen, weergegeven met de geleidingscoëfficiënt σ (hysterese- en geleidingsverliezen zijn immers toch niet onderscheidbaar). Het ontbreken van magnetische gevoeligheid komt tot uitdrukking in de permeabiliteit μ_0, zijnde die van het vakuüm. De elektrische polarisatie wordt weergegeven met behulp van de permittiviteit ε ('diëlektrische konstante').

Tabel 3 : Elektromagnetische voorstelling van levende weefsels

OORZAAK	GEVOLG IN WEEFSEL	GROOTHEID
E_o, E	elektrische polarisatie	ε
E	elektrische hysterese	σ
E_o, E	elektrische geleiding	σ
H_o, H	-	μ_0

Op grond van deze feiten en gegevens komen wij tot de slotsom dat elektromagnetische stimulatie van levende weefsels tot stand komt door een elektrostatisch veld, resp. door de elektrische komponent van een elektromagnetisch veld.

Weefsel-parameters

In tabel 4 zijn als voorbeeld enige getalwaarden opgenomen van de permittiviteit en de geleidingscoëfficiënt van skelet-spierweefsel.[18] De elektrische komponent van het elektromagnetische veld staat loodrecht op de (langgerekte) spiervezels; index $\perp$. Van deze permittiviteit, $\varepsilon_\perp$, is de relatieve waarde aangegeven, d.w.z. de getalwaarde is eerst gedeeld door die van de permittiviteit van het vakuüm, $\varepsilon_0 = 8{,}855.10^{-12}$ farad/meter. De veldsterkte verandert enkelvoudig harmonisch met de tijd. Als variabele is de harmonische frekwentie f genomen. De permittiviteit blijkt af te nemen met toenemende waarden van de frekwentie. De verklaring hiervoor is, dat de molekulaire dipolen de veranderingen van het veld allengs minder goed volgen. Vergeleken met dode natuurlijke stoffen en met kunststoffen zijn de getalwaarden van de permittiviteit evenwel uitzonderlijk hoog. De geleidingscoëfficiënt $\sigma_\perp$ stijgt met toenemende frekwentie.

Tabel 4 : Elektrische parameters skelet-spierweefsel

f (hertz)	10^1	10^4	10^7	10^{10}
$\varepsilon_\perp/\varepsilon_0$	9.10^5	7.10^4	2.10^2	40
$\sigma_\perp$ (siemens/meter)	0,07	0,11	0,66	11
tan $\delta_\perp$	140	2,8	5,4	0,5

Een antwoord op de vraag, of dit weefsel nu als geleider of als isolator moet worden opgevat, wordt gegeven door de verliesfaktor, tan $\delta_\perp$. Deze is gedefinieerd als het quotiënt $\sigma_\perp/2\pi f\varepsilon_\perp$, waarin $\pi = 3{,}14$. Als de verliesfaktor zeer groot is ten opzichte van één, dan gedraagt de stof zich als elektrische geleider. In het voorbeeld is dit het geval bij frekwenties onder de tien hertz. De stof gedraagt zich als isolator als de verliesfaktor zeer klein is ten opzichte van één. Dit blijkt pas zo te zijn

voor frekwenties boven de 10^{10} hertz. In het tussenliggende frekwentiegebied is de stof niet alleen als een slechte geleider te kenschetsen, maar ook als een zeer slechte isolator.

Bepaalt men van hetzelfde weefsel de permittiviteit en de geleidingscoëfficiënt voor een elektrisch veld, evenwijdig aan de spiervezels, dan worden andere getalwaarden gevonden.[18] Spieren, en ook bot, zijn door hun natuurlijke opbouw sterk anisotroop.[19]

Projekt EMS aan de TUE

Probleemveld

Het probleemveld, zoals dat in het Eindhovense projekt wordt bewerkt, kan het beste worden ontvouwd door achtereenvolgens te letten op de stimulator, de verbinding van de stimulator met het te stimuleren objekt, de stimulus die langs die verbinding aan het objekt wordt toegevoerd, en tenslotte het objekt naar opbouw en vorm.

De stimulatoren zijn eerder op principiële grond onderscheiden in elektroden en magnetoden.

De verbinding met het objekt kan al dan niet galvanisch zijn en al dan niet invasief (galvanisch: totstand komend met behulp van een geleidend kontakt; invasief: in het weefsel ingebracht). Dit gezichtspunt is vooral van belang voor de bestudering van het effekt van elektroden. Een magnetode valt in de rubriek niet-galvanisch èn niet-invasief.

De stimuli onderscheiden wij in tijd-onafhankelijke en tijd-afhankelijke.

Bij het objekt wordt rekening gehouden met de gelaagde opbouw (huid , vet , spier , enzovoort), met de anisotropie van weefsels en met de frekwentie-afhankelijkheid van de weefsel-parameters. Met het doel om de optredende veld-, ladings- en stroomverdelingen te berekenen, alsmede de voor meting toegankelijke impedantie van de stimulator, wordt vooralsnog toegegeven op de vorm van het objekt. Wij beperken ons tot gelaagde objekten die passen in de platte, de cirkelcilindrische dan wel de sferische geometrie. Hierdoor kan gebruik worden gemaakt van analytische technieken ter oplossing van de gestelde problemen.[20] Na numerieke bewerking van de aldus verkregen oplossingen, zullen de resultaten als een uitgangspunt kunnen dienen bij het gebruik van numerieke oplossingsmethoden, en wel voor het geval van objekten met een meer realistische opbouw en vorm. Niettemin verwachten wij dat de model-uitkomsten een betrouwbare basis vormen voor het maken van gevolgtrekkingen, die richtinggevend zijn aangaande de werkelijk optredende verschijnselen. Hiertoe beproeven wij de model-uitkomsten mede op hun gevoeligheid voor

- de graad van weefsel-anisotropie;
- de verandering van weefsel-parameters naar getalwaarde resp. naar orde van grootte;
- veranderingen in de opbouw van het objekt;
- veranderingen in de stimulus;
- positie en afmetingen van de stimulator(en).

De laatstgenoemde variabelen betreffen feitelijk ontwerpparameters van de stimulator. Zij zijn dus ook van belang ter beantwoording van vragen betreffende optimalisering.

Voorbeelden

Wij geven nu drie voorbeelden van lopend onderzoek binnen het projekt EMS, voor elk van de genoemde geometrieën één.

Gehoorprothese[21]

De in ontwikkeling zijnde voorziening zal uitwendig bestaan uit een processor / zender die de, met een mikrofoon opgevangen geluidsignalen omzet in een gemoduleerd draaggolfsignaal. Dit laatste wordt, samen met het voedingsvermogen voor het inwendige circuit, toegevoerd aan een cirkelvormig zendspoeltje achter het oor, tegen de hoofdhuid. Inwendig, tussen hoofdhuid en schedelbot, bevindt zich dan een ontvangstspoeltje. Het ontvangen signaal wordt, na bewerking in een eveneens invasieve chip, aan de gehoorzenuw toegevoerd.

Onder meer werd gevraagd het toegelaten frekwentiegebied van de draaggolf aan te geven, en de straal van de ontvangstspoel te berekenen, zodanig dat de induktiespanning bij gegeven zendspoel maximaal is. Deze vragen betreffen niet rechtstreeks EMS. In de gehoorprothese is immers alleen van stimulatie sprake bij de signaal-overdracht op de gehoorzenuw. Het onderzoek[22] vormt dan ook een spin off van het projekt.

Omdat de schedel achter het oor tamelijk plat is, is gekozen voor een model dat bestaat uit een gelaagde platte weefselconfiguratie met axiaal-symmetrisch opgestelde zendmagnetode. Dit model is in dwarsdoorsnede in figuur 1 geschetst.

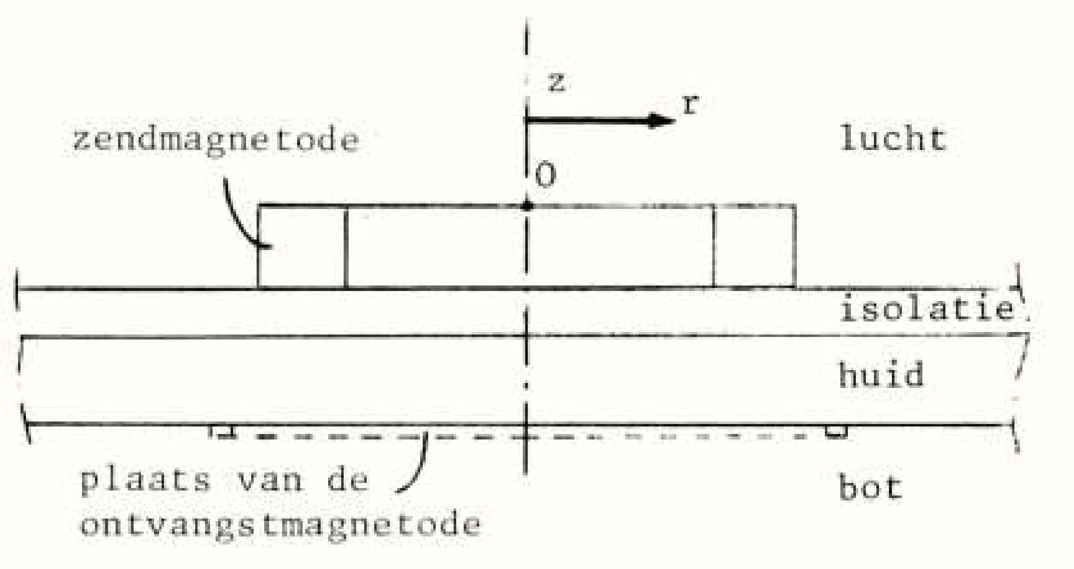


Fig. 1 : Dwarsdoorsnede van de model-configuratie ter bepaling van de straal van de ontvangstmagnetode.

Uit de berekeningen volgt dat de draaggolffrekwentie hoogstens ongeveer 500 MHz kan zijn. Anders is de lengte van het inwendige circuit niet langer klein ten opzichte van de inwendig optredende golflengten. Tot aan die frekwentie is het magnetische veld naar sterkte en richting (zie figuur 2) binnen het beschouwde gebied onafhankelijk van de huid/bot-configuratie en de frekwentie. Gevolg is dat de elektrische veldsterkte tot die 500 MHz recht

evenredig is met de draaggolf-frekwentie.

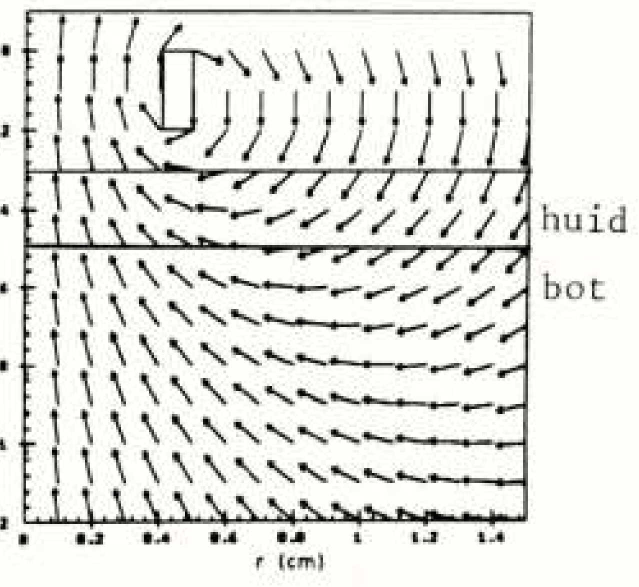


Fig. 2 : Richtingspatroon magnetisch veld in r-z-vlak.
Zendmagnetode: z ∊ [0;-0,2] cm, r ∊ [0,4;0,5] cm.
Frekwentie: f ∊ < 0 ; 500 > MHz.

De induktiespanning ter plaatse van de ontvangstmagnetode is, bij een zendmagnetode ter sterkte van één ampère-winding, uit de elektrische veldsterkte berekend. Enige resultaten staan in figuur 3, waar de induktiespanning bij een frekwentie van 100 MHz is afgebeeld als funktie van de magnetodestraal R. De dikte van de huidlaag is parameter. De spanning is uitgedrukt in V/Aw.

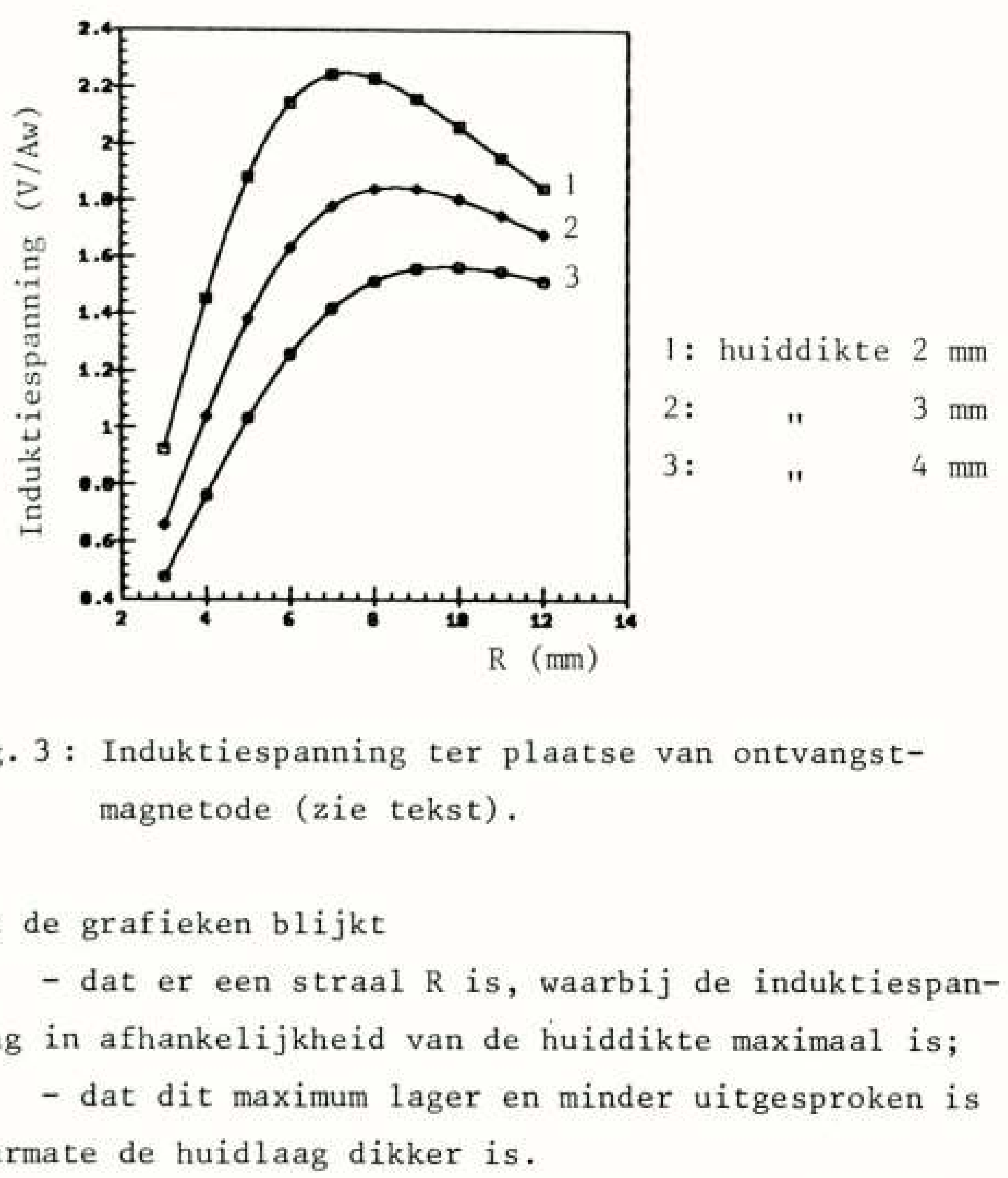


Fig. 3 : Induktiespanning ter plaatse van ontvangstmagnetode (zie tekst).

Uit de grafieken blijkt

- dat er een straal R is, waarbij de induktiespanning in afhankelijkheid van de huiddikte maximaal is;
- dat dit maximum lager en minder uitgesproken is naarmate de huidlaag dikker is.

Daar de induktiespanning onder de 500 MHz recht evenredig is met de draaggolf-frekwentie (wegens de elektrische veldsterkte), kunnen de induktiespanningen bij andere frekwenties met behulp van die evenredigheid eenvoudig uit de gegevens van figuur 3 worden afgeleid.

Merk op dat het maximum van grafiek 1 in figuur 3 voor R = 7 mm overeenkomt met die radiale plaats op de scheiding van huid en bot in figuur 2, waar het magnetische veld juist horizontaal loopt. Dan is de magnetische flux, door een ontvangstmagnetode aldaar omvat, maximaal.

Uit vergelijkende berekeningen blijkt verder dat een afgeplatte zendmagnetode (radiale breedte groter dan de axiale hoogte) de voorkeur verdient boven andere rechthoekige dwarsdoorsneden vanwege de optredende hogere induktiespanning, bij overigens gelijkblijvende configuratie en sterkte van de bronstroom.

Tenslotte blijken de axiale en de radiale indringdiepten van het veld zodanig te zijn, dat de aangenomen platte configuratie daar niet in strijd mee komt.

Botstimulator [23]

Het gaat hier om het veld van een stel zadelspoelen die niet-invasief, ter weerszijden van een te stimuleren bot in de omringende lucht zijn opgesteld. De model-configuratie is voor het geval van een dijbeen in figuur 4 geschetst. De opeenvolgende weefsels (merg , bot , spier en vet/huid) nemen coaxiale, cirkelcilindrische gebieden in.

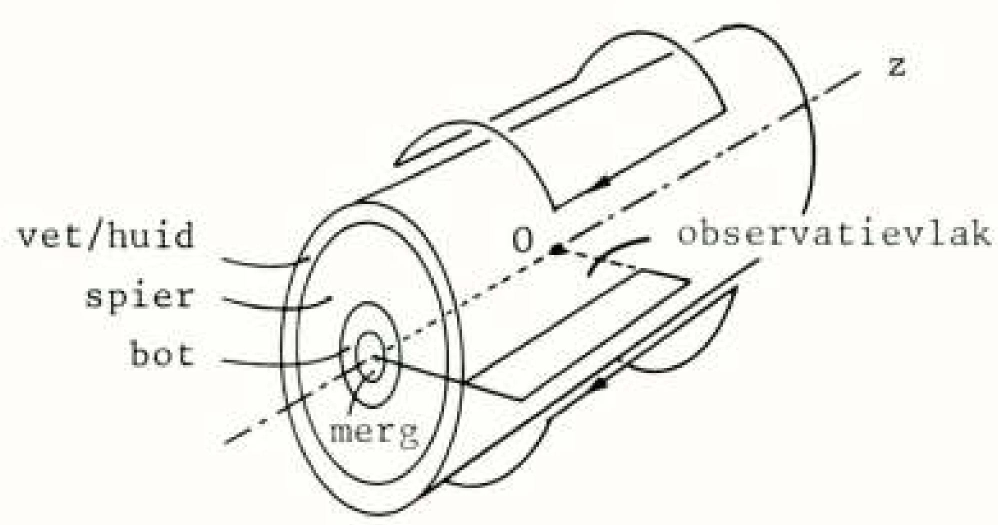


Fig. 4 : Model-configuratie botstimulatie.

De zadelmagnetoden zijn eveneens coaxiaal opgesteld. De stroom door de magnetoden is enkelvoudig tijdharmonisch; ze heeft in elk van beide magnetoden op elk tijdstip dezelfde sterkte en dezelfde omlooprichting. De harmonische frekwentie bedraagt 4,3 kHz. Dit is de dominante komponent uit het amplitudespektrum van een gepulste stroom door de stimulator, zoals die in de praktijk wordt toegepast.[24] Via het magnetische veld wordt er een elektrisch veld opgewekt. Wij beschouwen dit laatste veld in een plat vlak midden tussen de magnetoden. Vanwege de symmetrie beperken wij ons tot het kwartvlak zoals aangegeven in figuur 4. Het magnetische veld laten wij als biologisch in-aktief hier buiten beschouwing.

Allereerst het elektrische veld van de magnetoden zonder dat er een been tussen aanwezig is, dus volledig in een lucht-omgeving. De berekende plaatselijke richting van het elektrische veld in het observatievlak, is met behulp van pijltjes afgebeeld in figuur 5a. Het observatievlak valt samen met het vlak van tekening. Globaal gesproken richt het veld zich volgens de vorm van de magnetode; het is op elk ogenblik tegengesteld aan de richting van de magnetodestroom. De bijbehorende sterkteverdeling van het elektrische veld is grafisch weergegeven in figuur 5b. De eenheid is volt per meter per ampère-winding van de magnetode. De coördinaat-assen zijn de

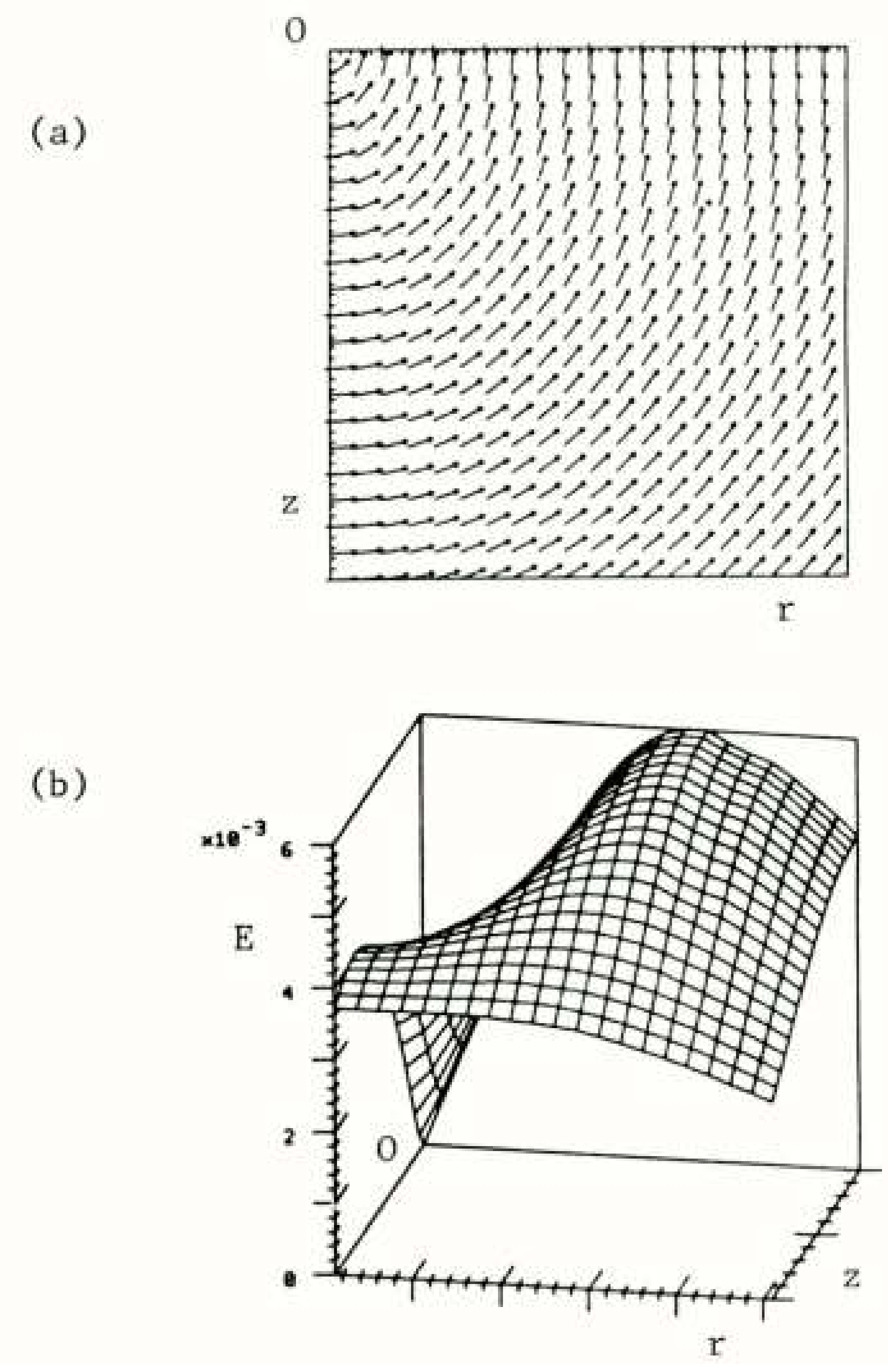


Fig. 5 : Elektrisch veld botstimulator in lucht.
(a) : richting; (b) : sterkte (V/m.Aw) .

radiale (r) en de axiale (z). Het veld is het sterkste rond de projektie van de magnetode op het observatievlak, het neemt in sterkte monotoon af buiten die projektie, en het is verdwijnend klein in het symmetriepunt van de configuratie.

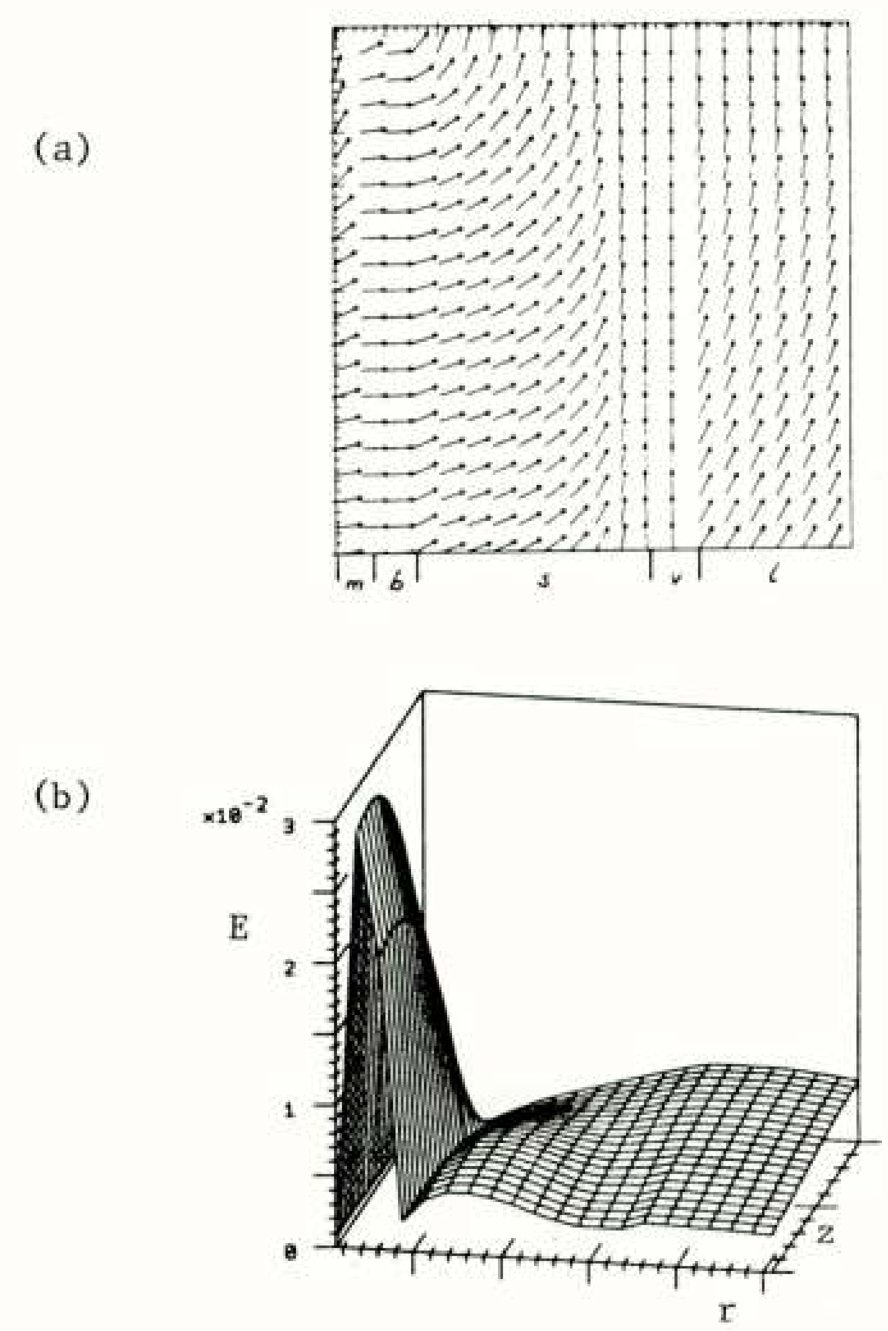


Fig. 6 : Elektrisch veld botstimulator.
(a) : richting; (b) : sterkte (V/m.Aw) .

Wanneer wij nu, zonder iets aan te magnetoden of de stroom te veranderen, het been-model aanbrengen, dan verkrijgen wij de resultaten van figuur 6.[25] Vergeleken met de overeenkomstige resultaten van figuur 5 zijn er opvallende verschillen aan te wijzen, zowel in de richtingsverdeling als ook in de sterkte van het elektrische veld. In het bot (aanduiding 'b' in figuur 6a) is de veldrichting aanzienlijk veranderd in de omgeving van het symmetriepunt: het verloopt nu nagenoeg geheel radiaal. In het spierweefsel ('s') blijft de veldrichting vrijwel ongewijzigd, behalve in de buurt van het scheidingsvlak met vet/huid ('v'). Aldaar verloopt het veld, evenals in vet/huid, zuiver axiaal.

De sterkte van het elektrische veld vertoont nu een volslagen ander beeld. Niet alleen is het nu verdwijnend klein langs de gehele as (in het merg), maar ook is het juist in het bot maximaal geworden, terwijl het daarbuiten betrekkelijk snel afneemt. Maar bovendien is de maximale veldsterkte door het inbrengen van het been maar liefst vervijfvoudigd: van 6.10^{-3} naar 3.10^{-2} V/m.Aw .

Bij dit alles moet bedacht worden, dat het magnetische veld in de situaties van de figuren 5 en 6 (in het beschouwde gebied en bij de gebruikte, betrekkelijk lage frekwentie) dezelfde is zowel in richting als in sterkte. De veranderingen in de sterkte van dit veld blijken eerst na de tiende decimaal (!). Uit zo een observatie kan dus geen enkele gevolgtrekking worden gemaakt aangaande het elektrische veld.

Elektroconvulsator [26]

In eerste orde van benadering wordt bij theoretisch model-onderzoek naar elektromagnetische stimulatie van hoofd en hersenen gebruik gemaakt van de sferische geometrie. De hersenmassa wordt dan vereenvoudigd voorgesteld als een bolvormige en homogene, isotrope stof, omgeven door bolschilvormige laag hersenvloeistof (LCS) binnen concentrische lagen van achtereenvolgens bot- , spier- en vet/huidweefsel.

Bij elektroconvulsietherapie worden twee elektroden op het hoofd geplaatst, ofwel ter weerszijden van het hoofd één (bilaterale plaatsing), ofwel beide aan één zijde van het hoofd (unilaterale plaatsing). In dit laatste geval zijn er weer allerlei verschillende elektrodenposities in gebruik. De stimulusstroom is tijdharmonisch met frekwentie van 50 Hz, alhoewel er daarnaast ook wel variaties in de stroomvorm worden toegepast, zoals de kwart-sinusvorm.

Wij hebben de elektrische veldverdeling in het sferische hoofd-model berekend bij stimulatie via twee unilaterale elektroden, waarvan er één boven op het hoofd is geplaatst (vertex-positie) en de andere tegen de rechter slaap (fronto-temporale positie).

In figuur 7 zijn enkele resultaten bijeengebracht. Daarin staat de sterkte van het plaatselijke elektrische veld in de hersenen afgebeeld als funktie van de plaats

in een horizontaal vlak door het hoofd op 5 cm onder de vertex (het standaardhoofd meet 18 cm in buitendiameter). De eenheid van de veldsterkte is hier volt per centimeter per ampère stimulusstroom (V/cm.A). Het veld wordt opgewekt door een tijdharmonische elektrodenstroom. De frekwentie hiervan is als parameter gekozen. In het kader rechts onder is de oriëntatie van de grafieken uitgebeeld.

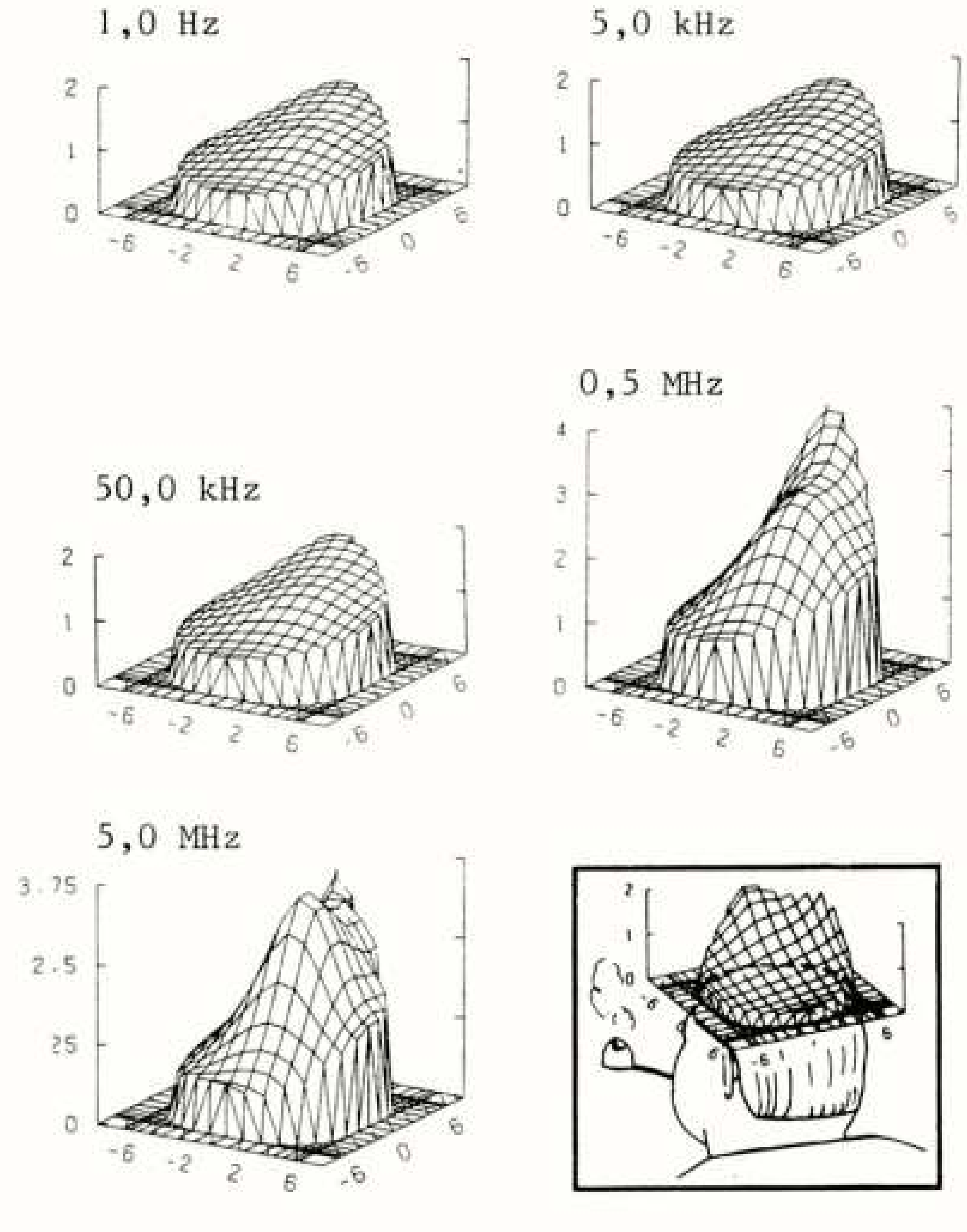


Fig. 7 : Elektrisch veld in de hersenen bij ECT (zie tekst).

De grafieken laten zien dat de sterkteverdeling van het veld tot ongeveer 50 kHz maar weinig van de frekwentie afhangt. De invloed van de fronto-temporale elektrode is duidelijk zichtbaar bij die frekwenties. De invloed van de vertex-elektrode komt eerst bij hogere frekwenties naar voren, herkenbaar aan de bult in het midden van de veldverdelingen voor 0,5 en 5,0 MHz. Tevens valt de hogere veldsterkte bij deze frekwenties op, vergeleken met de andere: ongeveer een verdubbeling aan de stimulatiezijde van het hoofd. Dit zou wellicht kunnen betekenen, dat ECT bij frekwenties vanaf 0,5 MHz met een lager toegevoerd vermogen mogelijk is (bij 50 Hz bedraagt dit vermogen hoogstens ca. 70 watt bij 140 volt elektrodenspanning).

Verantwoording

Deze bijdrage zou niet mogelijk geweest zijn zonder de inspirerende samenwerking met ir. A.M.J. van Amelsfort gedurende vele jaren. Van zijn hand zijn ook de resultaten aangaande de botstimulator. Deze zijn nog niet eerder gepubliceerd, evenmin als de resultaten betreffende de gehoorprothese en de elektroconvulsator. Deze laatste werden verkregen in samenwerking met de heren A.C.M. Goossens, M.G.M. de Wit, afstudeerders, en ir. P.F.M. Smulders, afgestudeerde.

Verwijzingen

1. KEMA, Afdeling Milieu-onderzoek.

2. B.R. Epstein and K.R. Foster, Anisotropy in the dielectric properties of skeletal muscle, *Med.Biol. Eng.Comp.*, Vol. 21 (1983), pp. 51 - 55.

A. Kraszewski, M.A. Stuchly, S.S. Stuchly and A.M. Smith, In vivo and in vitro dielectric properties of animal tissues at radio frequencies, *Bioelectromagnetism*, Vol. 3 (1982), pp. 421 - 432.

3. P.R. Locher, Proton NMR tomography, *Philips Technical Review*, Vol. 41, Nr. 3 (1983/84), pp. 73 - 88.

4. R. Jalinous, A.T. Barker and I.L. Freeston, The design, construction and performance of a magnetic nerve stimulator, *IEE Int.Conf. on El. and Magn.Fields in Med. and Biol.*, London, 4 - 5 Dec., 1985, Conf. Publ. Nr. 257, pp. 59 - 63.

5. I. Yasuda, On the piezoelectric activity of bone, *J. Jap.Orthop.Surg.Soc.*, Vol. 28 (1954), p. 267.

6. J.A. Spadaro, Bioelectrical stimulation of bone formation: methods, models and mechanisms, *J.Bioelectr.*, Vol. 1 (1982), pp. 99 - 128.

7. P. Rabischong, Possibilities and technical problems in clinical restauration of gait in paralyzed persons, *COMAC-BME Workshop on El. Stim.*, Erlangen, 11 - 12 Dec., 1986.

8. P.E.K. Donaldson, Engineering visual prostheses, *IEEE Engg. in Med. and Biol.*, Vol. 2, Nr. 2 (1983), pp. 14 - 18.

9. C.W. Parkins, Cochlear implant: a sensory prosthesis frontier, *Ibid.*, pp. 18 - 31.

10. B.H. Brown, Sensory electrical substitution for the deaf, *COMAC-BME Workshop on El. Stim.*, Erlangen, 11-12 Dec., 1986.

11. Special issue on hyperthermia and cancer therapy, *IEEE Trans. on Biomed. Engg.*, Vol. 31, Nr. 1 (1984).

12. A.Y.J. Szeto and J.K. Nyquist, Transcutaneous electric nerve stimulation for pain control, *IEEE Engg. in Med. and Biol.*, Vol. 2, Nr. 4 (1983), pp. 14 - 18.

13. S. Malitz and H.A. Sackeim (Editors), Electroconvulsive therapy, clinical and basic research issues, *Ann. of the N.Y. Acad. of Sc.*, Vol. 462 (1986). ISBN 0-89766-319-5.

14. H.W. Ellis, Morphological changes in E Coli subjected to DC electrical fields, *IEE Int.Conf. on El. and Magn. Fields in Med. and Biol.*, London, 4 - 5 Dec., 1985, Conf. Publ. Nr. 257, pp. 14 - 20.

15. Deze beperking is niet essentieel. Door geschikt gekozen configuraties van elektrische stromen en ladingen kunnen velden worden opgewekt, gelijk aan die van elektreet resp. magneet (equivalentie-theorema).

16. Het begrip 'elektromagnetisch veld' betekent historisch het magnetische veld, opgewekt met een elektrische stroom rond een weekijzeren kern. Zo zou het elektrische veld van een bewegende magneet een magneto-elektrisch veld kunnen heten.

17. Magnetode = pad naar, toegang tot magnetisme. Vergelijk elektrode = pad naar, toegang tot elektriciteit.

18. W.D. Hurt, Multiterm Debye dispersion relations for permittivity of muscle, *IEEE Trans. on Biom. Engg.*, Vol. 32, Nr. 1 (1985), pp. 60 - 64.

19. Deze stoffen zijn echter wel reciprook: het veld van de bron verandert niet bij verwisseling van bron en waarnemer. De tensor-permittiviteit en het tensor-geleidingsvermogen vertonen weliswaar verschillende diagonaal-elementen, maar de niet-diagonaal-elementen zijn alle gelijk aan nul. Anisotropie die daarentegen door de inwerking van een magnetisch veld kan ontstaan

(en die in het geval van weefsel makroskopisch verwaarloosbaar is), gaat gepaard met niet-reciprociteit. In dat geval zijn ook niet-diagonaal-elementen van permittiviteit en geleidingsvermogen van nul verschillend.

20. Bij tijd-afhankelijke stimuli wordt het vierdimensionale randwaardeprobleem, met behulp van herhaalde integraal-transformaties, getransformeerd tot een ééndimensionaal randwaardeprobleem in een van de plaatscoördinaten. Na oplossing hiervan en na de toepassing van herhaalde inversie, wordt de uitkomst voor de plaats-tijdruimte verkregen.

21. K. Scherer, Fraunhofer-Institut für Mikroelektronische Schaltungen und Systeme, Duisburg, FRG, private communication.

22. A.C.M. Goossens, Ontvangstspoel voor gehoorprothese, rapport nr. TUE/ET-06-88 (mei 1988), 72 pag.

23. A.M.J. van Amelsfort, An analytical algorithm for solving active boundary-value problems, Doctoral Thesis, Eindhoven University of Technology (1989), *in preparation.*

24. J.J.T.L. Verhoeks, Karakteristieken van een botgroeistimulator, rapport nr. TUE/ET-01-84 (jan. 1984), 12 p.

25. De dikten van de weefsellagen zijn die van het rechter dijbeen van de heer M.G.M. de Wit, een getraind roeier. De afmetingen zijn bepaald met behulp van MRI-tomografie bij Philips Medical Systems Division te Best.

26. P.F.M. Smulders, Electroconvulsietherapie: berekening van het elektromagnetische veld in de hersenen, rapport nr. ET-13-85 (aug. 1985), 94 pag.

Voordracht gehouden tijdens de 359e werkvergadering.

NEDERLANDS ELEKTRONICA- EN RADIOGENOOTSCHAP
(358ste werkvergadering)
IEEE BENELUX SECTIE
AFDELING TELECOMMUNICATIE, KIvI

UITNODIGING

voor de lezingendag op **woensdag 13 april 1988** in het **PTT-vergadercentum, Burg. Fockema Andreaelaan 15, Utrecht.**
THEMA: NIEUWE ONTWIKKELINGEN OP HET GEBIED VAN DE MATERIALEN EN HUN TOEPASSINGEN IN DE ELECTROTECHNIEK.

PROGRAMMA:



IR. H. DE WAARDT



DR. G. E. THOMAS

11.00 uur: Ontvangst en koffie.

11.30 uur: **PROF. DR. H. ROGALLA**, (Technische Universiteit Twente):
TOEPASSING VAN SUPERGELEIDING IN DE ELECTRONICA.

12.10 uur: Lunch.

13.30 uur: **DR. IR. TH. KWAAITAAL**, (Technische Universiteit Eindhoven):
BEPALING VAN VEROUDERING VAN POLYETHYLEEN HOOGSPANNINGSKABELS EN ANDERE MODERNE DIELEKTRICA MET BEHULP VAN VERLIESHOEKMETINGEN.

14.10 uur: **IR. H. DE WAARDT**, (PTT Dr. Neherlaboratorium Leidschendam):
ONTWIKKELINGEN IN DE OPTO-ELECTRONICA
M.B.T. DE TELECOMMUNICATIE.

14.50 uur: Thee.

15.20 uur: **DR. G. E. THOMAS**, (Philips Nat. Lab., Eindhoven):
NIEUWE ONTWIKKELINGEN
OP HET GEBIED VAN DE OPTISCHE RECORDING.

16.00 uur: Sluiting.

De lezingen worden voorafgegaan door de jaarlijkse algemene vergadering van het NERG. Aanmelding voor de lezingen dient te geschieden vóór 31 maart door middel van de aangehechte kaart **gefrankeerd** met **55** cent. Reservering voor de **lunch** vindt slechts plaats als **vóór 31 maart** een bedrag van fl. 15,00 is ontvangen op postrekening 94746 t.n.v. Penningmeester NERG, Leidschendam onder vermelding van "MATERIALEN". NERG, IEEE en KIvI-leden en studenten hebben gratis toegang. Niet leden dienen een entree-prijs van fl. 15.00 te betalen. Deelnemers dienen de **uitnodigingskaart mee te nemen** en op verzoek te tonen bij de toegang tot het gebouw. Het PTT-vergadercentrum is per bus vanaf het Centraal Station bereikbaar met lijn 3 (richting Rubenslaan). Per auto kan de vergaderplaats bereikt worden door op de auto-snelweg Den Haag-Arnhem de afslag richting Amersfoort te nemen. Op deze weg neemt u daarna de afslag "Uithof" en rijdt onder het viaduct (linksaf) richting Utrecht-Centrum. Na enkele honderden meters ziet u aan de rechterzijde van de weg het gebouw van het Telefoondistrict.
NERG-leden die de algemene vergadering wensen bij te wonen, dienen dit aan te geven op de aangehechte kaart. Tevens dient te worden aangegeven of men de jaarstukken wenst te ontvangen.

Namens de samenwerkende verenigingen,
DR. IR. A. J. VINCK, NERG
Tel. 040-473672

Eindhoven, maart 1988.

BIOMAGNETISME

Maria Peters
Universiteit Twente, Postbus 217, 7500 AE Enschede

Biomagnetism refers to the study of magnetic fields originating in biological systems. There are two kinds of sources, active ones due to ion currents excited in the membranes of the cells and passive ones due to paramagnetic or diamagnetic constituents of the body when subject to an applied magnetic field. Biomagnetic fields are small and can only be measured by a SQUID sensor, using a flux transformer. Specially designed dewars for the liquid helium are necessary. Disturbances from the background can be filtered or shielded rooms can be used. In order to be able to estimate the source from the measured magnetic field distribution models of the sources and of the human body have to be made. From simulation studies it turns out that the estimation of active sourses is hardly dependent on the shape and the conductivities of the tissues, making the estimation rather precise. Some applications are described like the possibility to localize an epileptic focus, a prerequisite for a neurosurgical therapy, and the measurement of the remanent field from magnetic contaminants in the lung being important for occupational health research.

1. Inleiding

Onder Biomagnetisme verstaan we de studie van de magnetische velden die hun oorsprong vinden in levend organisme. De studie van de invloed van magnetische velden op het levend organisme wordt magnetobiologie genoemd.

Er zijn twee soorten bronnen van magnetische velden in een lichaam te onderscheiden namelijk passieve en actieve bronnen. Passieve bronnen heeft men als er zich magnetisch materiaal in het lichaam bevindt. Een voorbeeld hiervan vinden we in de longen van lassers. Het meten van het magnetisch veld veroorzaakt door de ijzerdeeltjes in hun longen, nadat de ijzerdeeltjes eerst in een magnetisch veld gericht zijn, vertelt ons iets over de mate van verontreiniging van de longen. Actieve bronnen hebben hun oorzaak in het feit dat biologische activiteit vaak gepaard gaat met ionenstromen. Deze stromen veroorzaken zowel potentiaalverschillen tussen twee punten op het lichaam als magneetvelden buiten het lichaam. Het klinisch belang van het meten van genoemde potentiaalverschillen is al lang bekend. Als zo'n potentiaalverschil veroorzaakt is door hartactiviteit dan noemt men de registratie gedurende een hartslag een electrocardiogram (ECG). Willem Einthoven was de eerste die verschillen tussen ECG's van mensen met een normaal hart en die van mensen met een afwijkend hart gebruikte voor de diagnose van de afwijking.

De eerste die hersenactiviteit meette door middel van de registratie van potentiaalverschillen tussen electrodes geplakt op het hoofd, zogenaamde electroencephalogrammen (EEG's) was Berger in 1929.

Tot voor kort berustte de klinische betekenis van ECG's en EEG's op empirie, echter de laatste decennia is men iets gaan begrijpen va de processen die aan de gemeten potentiaalverschillen ten grondslag liggen. Dit komt vooral doordat het mogelijk werd om met behulp van computers genoemde potentiaalverschillen te stimuleren. Zoals gezegd ontstaan er naast potentiaalverschillen ook magnetische velden. Het was pas mogelijk om deze uiterst zwakke magnetische velden te meten toen er een magnetometer gebaseerd op SQUID's werd ontwikkeld. De magnetische velden die hun oorzaak in hartactiviteit vinden, worden magnetocardiogrammen (MCG's) genoemd en zij die hun oorzaak vinden in hersenactiviteit magnetoencephalogrammen (MEG's). Figuur 1 geeft een overzicht van de grootte orde van de diverse biomagnetische signalen. Zoals te zien zijn MEG's in de orde van 10^{-13} tesla. Ter vergelijkingen: het aardmagnetisch veld is 5.10^{-5} tesla en de sterkste magneetvelden die in een laboratorium gedurende langere tijd kunnen worden opgewekt zijn ongeveer 20 tesla.

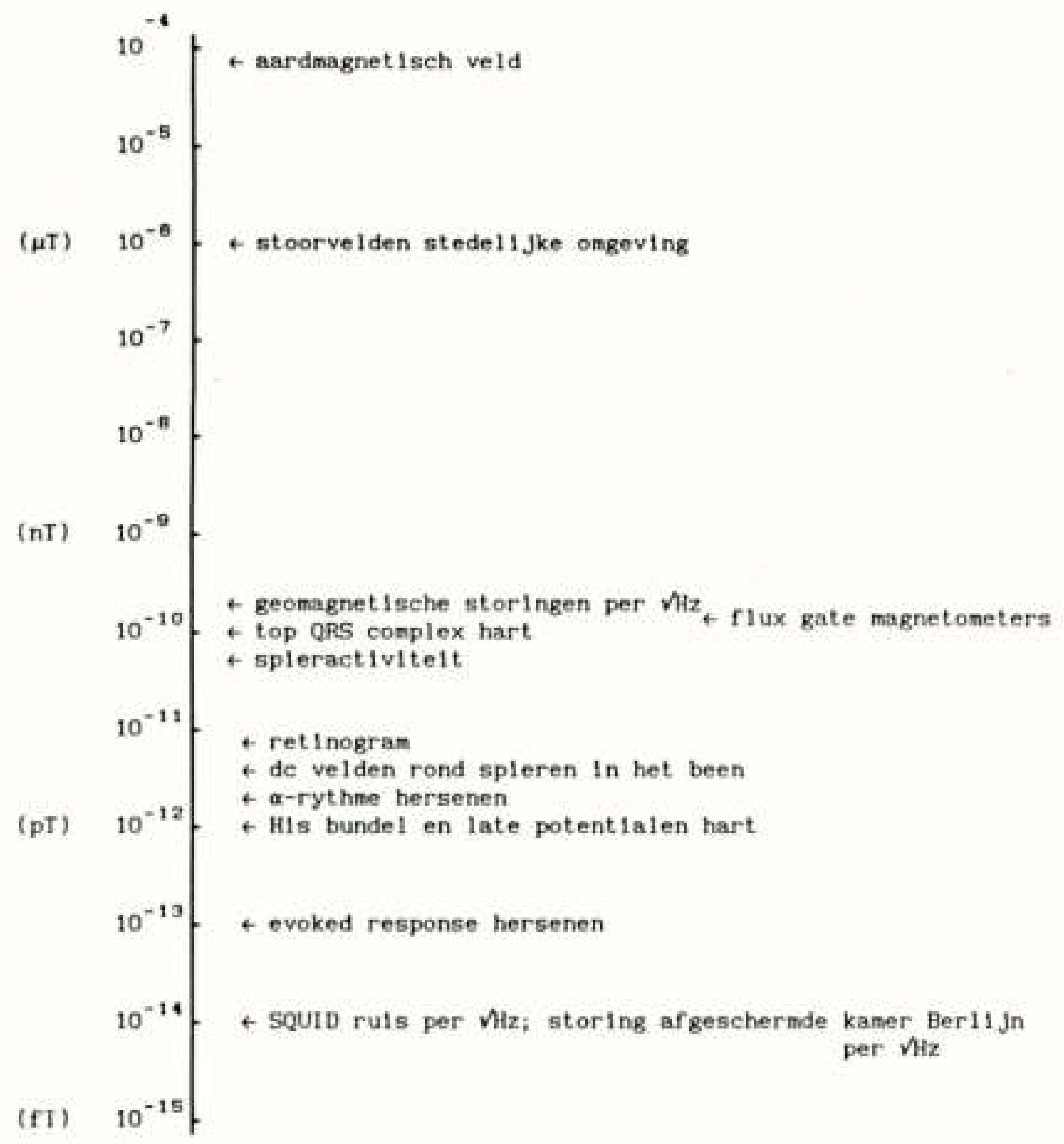
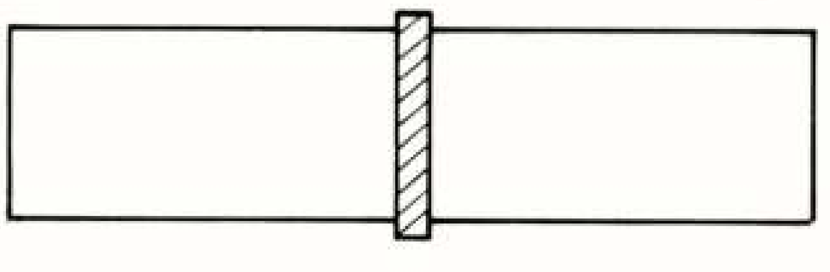


Fig.1.Overzicht biomagnetische velden

2 De meetapparatuur

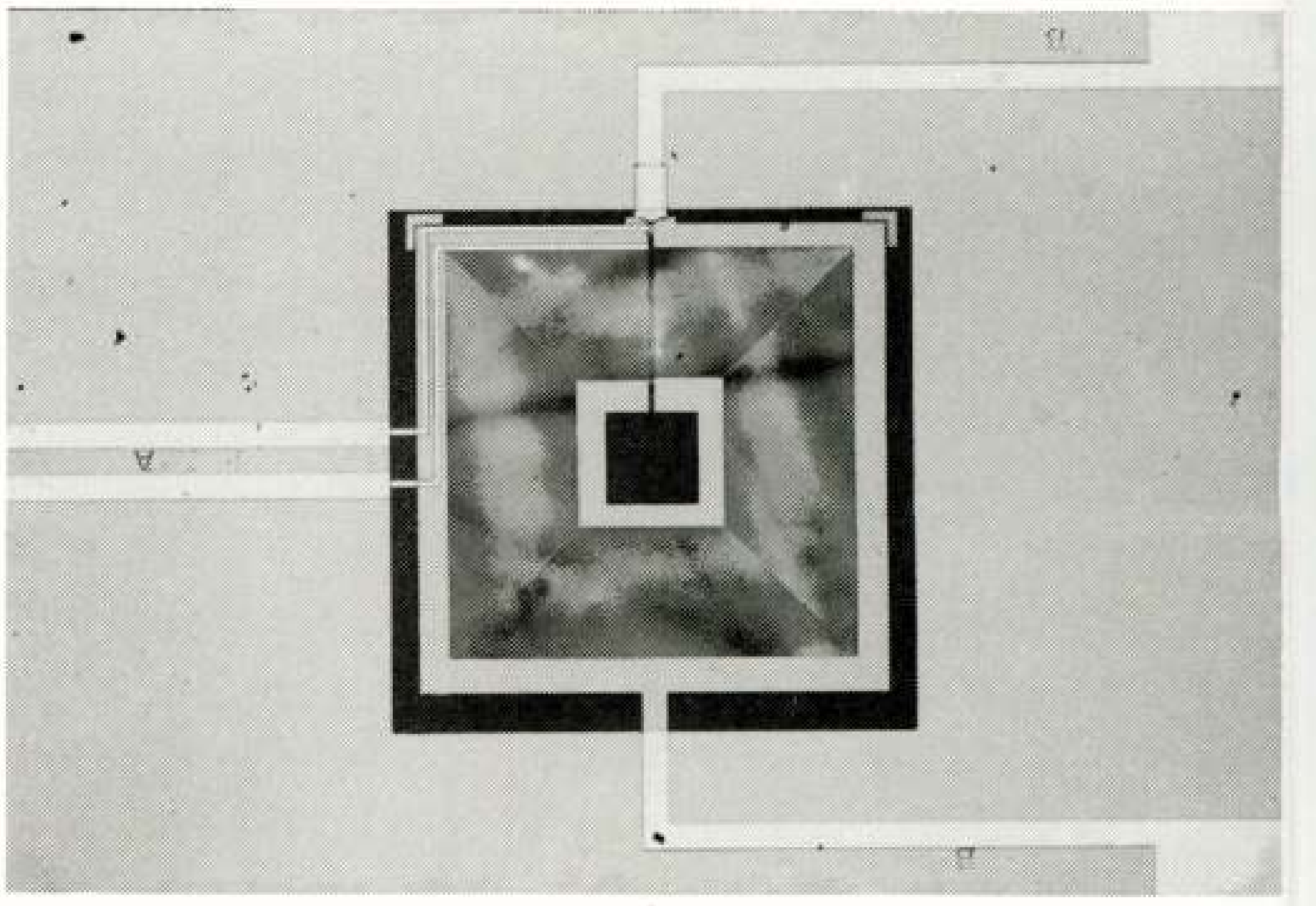
2.1 De sensor

In 1962 voorspelde de 22-jarige engelse student Brian Josephson ondermeer dat als er twee supergeleidende stukken materie van elkaar gescheiden zijn door een dunne oxidelaag (een zogenaamde Josephson junctie) er een supergeleidende stroom door de junctie kan lopen (zie figuur 2). Dit Josephson effect wordt toegepast in

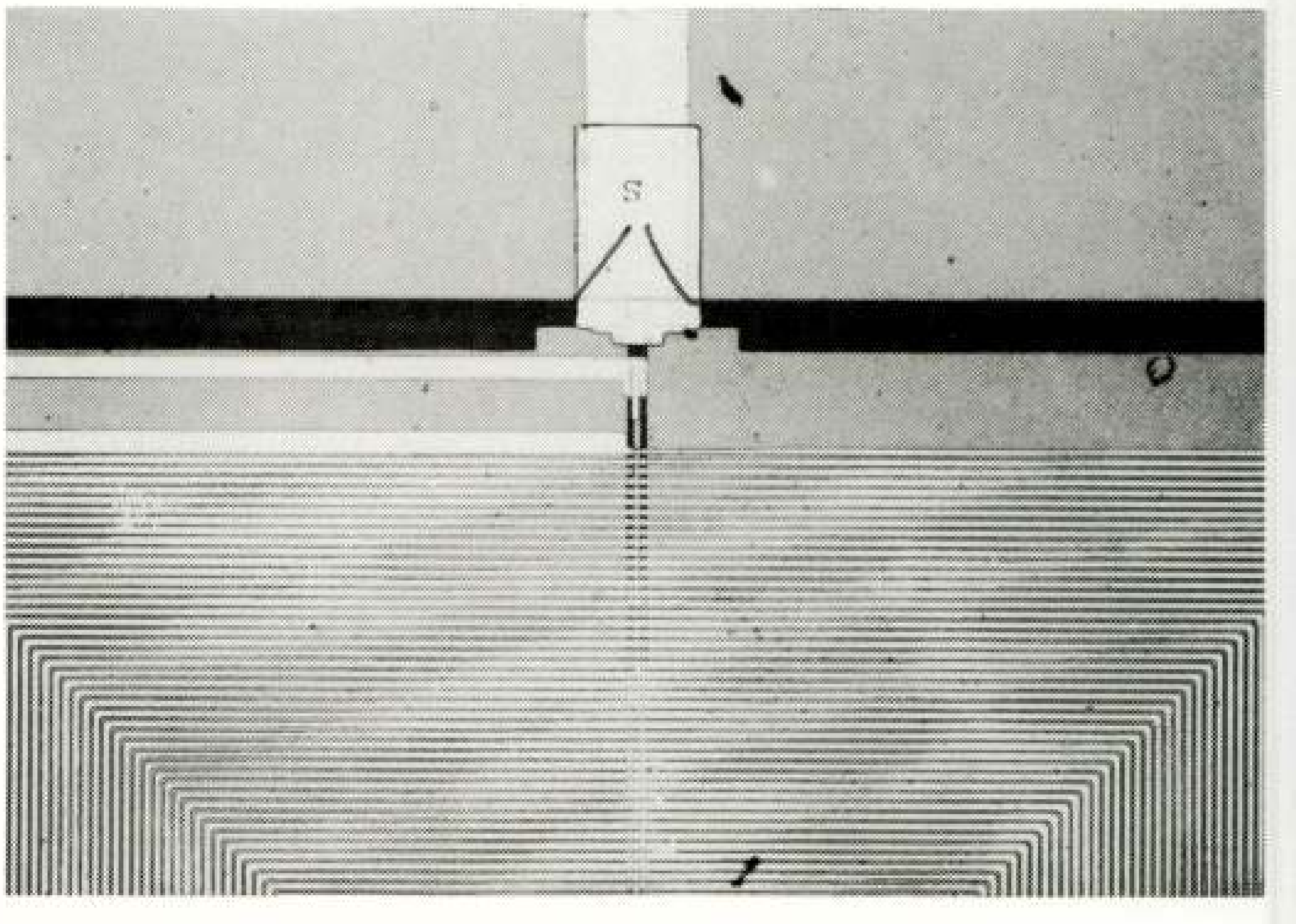


Figuur 2. Door twee zwak gekoppelde supergeleiders kan een weerstandsloze stroom lopen. De zwakke koppeling, .. deze figuur gearceerd weergegeven, kan bijvoorbeel. bestaan uit een oxide laage van 5 nm.

een SQUID, een sensor voor magnetische velden die gevoelig genoeg isom MEG's te meten, zoals ook aangegeven is in figuur 1. Het woord SQUID is een acronym voor "Superconducting QUantum Interference Device". Eenzogenaamd dc-SQUID bestaat uit een supergeleidende ring waarin twee Josephson juncties zijn opgenomen. Figuur 3 laat een voorbeeld zien van zo'n SQUID, die verkregen is door de toepassing van dunne film technieken.



Figuur 3a. Een dc-SQUID, gemaakt van niobium, (H. Rogalla). De letter A geeft de toevoerdraden aan van het spoeltje dat bovenop het SQUID is opgedampt (er tussen bevindt zich een isolatielaag). De letter B geeft de toevoerdraden aan van het SQUID.

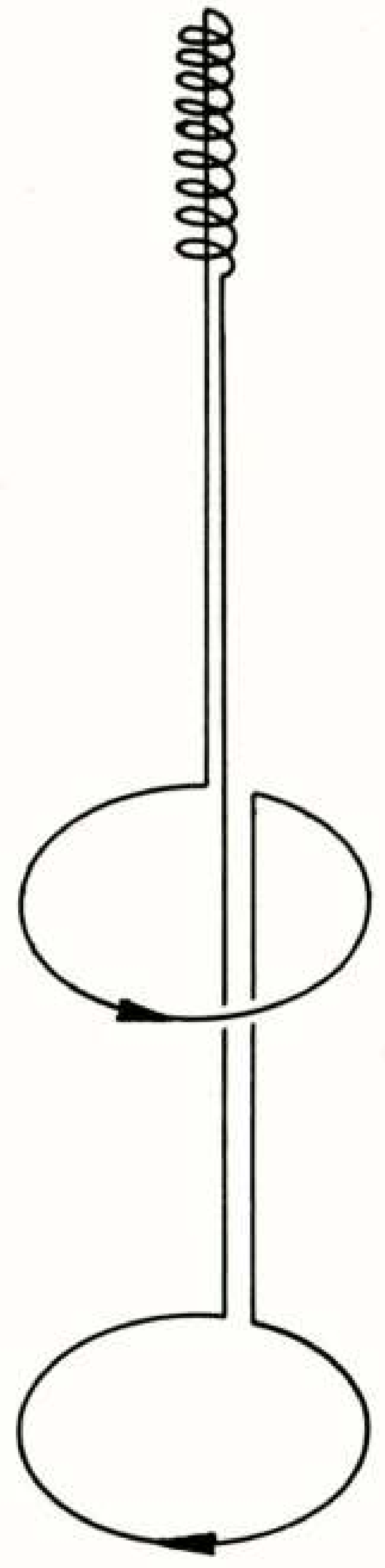


Figuur 3b. Een uitvergroting van een deel van figuur 3a. De SQUID's bevinden zich bij de punten S. De grootte- orde is enkele microns.

In het SQUID wordt een magnetische fluxverandering omgezet in een spanning, die wordt versterkt en gemeten. SQUID's met een intrinsieke ruis die laag genoeg is om MEG's mee te meten moeten gekoeld worden met vloeibaar helium. De nieuwe typen supergeleiders, de z.g. hoge T_c supergeleiders, die gekoeld kunnen worden met vloeibare stikstof, leveren SQUID's waarvan de ruis beneden de 500 Hz nog veel te hoog is. Het frequentiegebied dat belangrijk is voor MEG- of MCG-metingen ligt veel lager (namelijk onder 100 Hz), maar het frequentiegebied dat belangrijk is voor het meten aan een enkele zenuw of spiervezel ligt hoger. Dus voor deze laatste toepassingen is het gebruik van hoge temperatuur SQUID's denkbaar.

2.2 De fluxtransformator

Zoals gezegd is het magnetisch veld van de aarde 5.10^{-5} tesla. Als we dus over een hoek van 10^{-8} radialen draaien in het aardmagnetisch veld dan meten we al een veldverandering van 5.10^{-13} tesla. Een hoek van 10^{-8} radialen is de hoek waaronder we een auto op de maan zien. Het is onmogelijk een meetapparaat zo stabiel op te stellen dat er geen bewegingen in deze grootte-orde optreden. Bovendien is het aardmagnetisch veld niet constant.



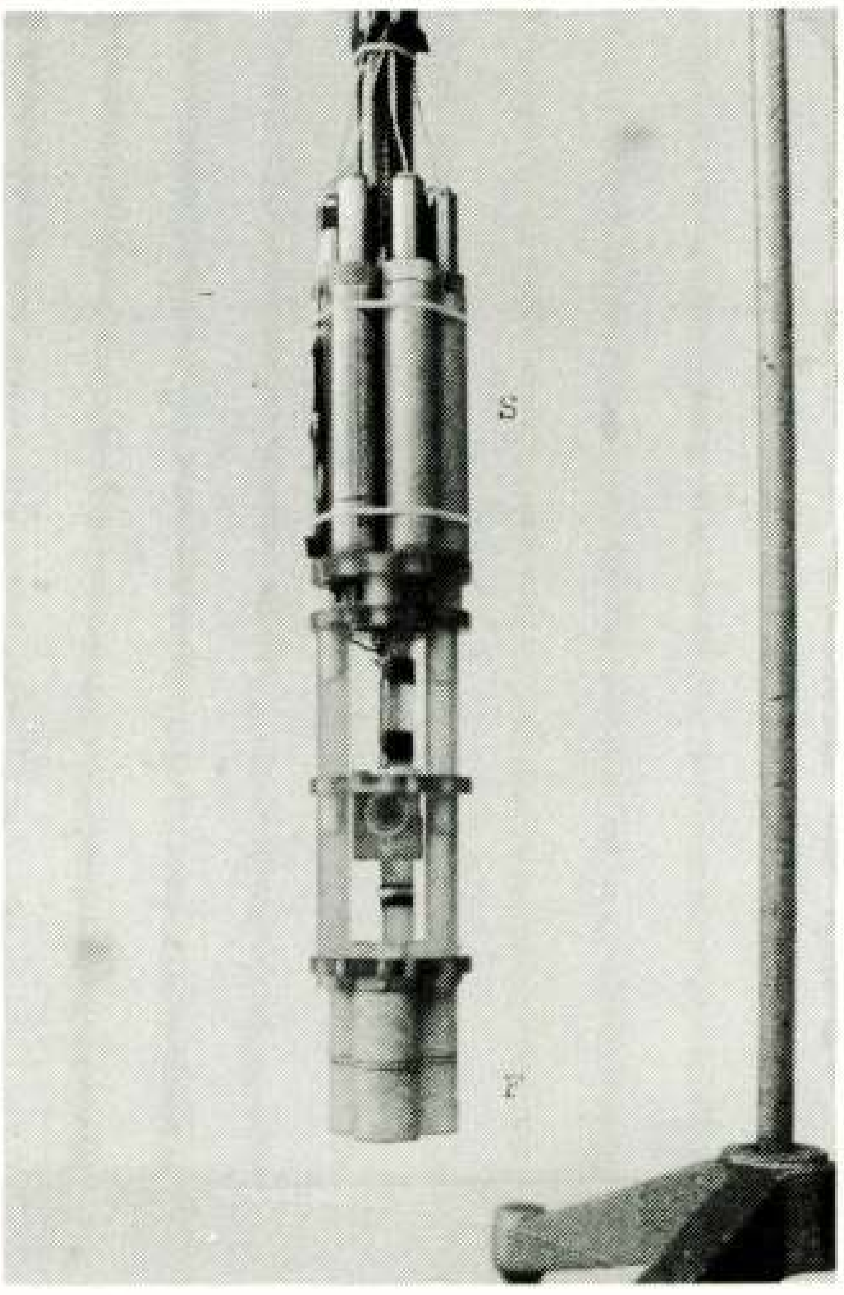
Figuur 4. Een zogenaamde eerste-orde fluxtransformator.

Bovenstaande problemen worden opgelost door gebruik te maken van een fluxtransformator. Een voorbeeld is gegeven in figuur 4 waar een zogenaamde eerste-orde gradiometer is getekend. Deze fluxtransformator bestaat uit één supergeleidende draad, waarbij de twee getekende even grote parallelle windingen tegengesteld gewikkeld zijn. De getekende signaalspoel wordt inductief gekoppeld aan een SQUID. In een supergeleidende ring gaat er ten gevolge van een fluxverandering een stroom lopen die de fluxverandering opheft. Als de fluxverandering afkomstig is van een homogeen veld dan zal er in de getekende fluxtransformator wegens het tegengesteld zijn van de onderste wikkelingen geen stroom gaan lopen. Dus stoorvelden die hun ontstaan relatief ver van de magnetometer hebben, zullen niet gemeten worden, terwijl velden, die hun ontstaan in bijvoorbeeld het hoofd hebben, wel gemeten worden als het hoofd zo dicht mogelijk bij de onderste winding van de fluxtransformator wordt gehouden.

De verandering in het aardmagnetisch veld verandert in horizontale of vertikale richting met ongeveer 10 pT/m. Dus als de twee tegengestelde gewikkelde windingen van de gradiometer 4 cm van elkaar verwijderd zijn dan zien we slechts een verandering van 4.10^{-13} tesla. Door twee eerste orde gradiometers achter elkaar te schakelen, krijgt men een beter resultaat.

Het grootste probleem, wat storingen betreft, is trouwens niet het veld van de aarde maar de velden van 50 Hz die aanwezig zijn in een stedelijke omgeving.

Nu kunnen spoelen niet zo volmaakt parallel en even groot gemaakt worden dat een homogene veldverandering geen stroom door de fluxtransformator oplevert. Daarom wordt de fluxtransformator in een homogeen veld gecompenseerd. Behalve via de fluxtransformator wordt een homogeen veld in onderling 3 loodrechte richtingen met 3 SQUID's gemeten en zodanig vermenigvuldigd en opgeteld bij de fluxverandering die gemeten wordt via de fluxtransformator dat de totale spanning nul is. Dit homogene veld wordt meestal opgewekt in Helmholtzspoelen. Figuur 5 is een opname van een 3-kanaals magnetometer systeem, dat wil zeggen, er zijn 3 fluxtransformatoren met de bijbehorende 3 SQUID's, plus 3 SQUID's die dienen voor de compensatie in een homogeen veld.



Figuur 5. Een 3-kanaals SQUID magnetometer. De letter S geeft een SQUID aan, de letter F een fluxtransformator.

2.3 Heliumcryostaat

Aangezien fluxtransformator en SQUID supergeleidend moeten zijn, bevinden zij zich in vloeibaar helium. Een vat voor vloeibaar helium wordt cryostaat genoemd. In een cryostaat moet het vloeibare helium zolang mogelijk bewaard blijven (4,2 kelvin). Daarom bestaat hij uit twee coaxiale vaten waartussen vacuum heerst. Om te zorgen dat opwarming door middel van straling vanuit de omgeving zo laag mogelijk is, bevindt zich in de vacuumruimte een warmteschild. Dit is een goede warmtegeleider, die verbonden is met de nek van het binnenvat, waardoor het de temperatuur die daar heerst aanneemt. Warmtestraling, die evenredig toeneemt met T^4, wordt hierdoor sterk gereduceerd. Wel moet er op gelet worden dat in het warmteschild niet te veel faucoultstromen kunnen ontstaan, (want een goede warmtegeleider is meestal een goede electrische geleider) die stoorvelden geven. Ook wordt in de vacuumruimte meestal superisolatie aangebracht, dat is mylar met een opgedampt laagje aluminium dat een hoge reflectiecoëfficiënt voor warmtestraling heeft.

De onderkant van de cryostaat moet als hij voor neuromagnetische metingen gebruikt zal worden de vorm van het hoofd hebben. De bodem moet dun zijn opdat het hoofd zo dicht mogelijk bij de onderkant van de fluxtransformator komt en hij moet sterk zijn uit veiligheidsoverwegingen. Cryostaten voor biomagnetische toepassingen zijn gemaakt van kunststof. Voordeel is dat dit materiaal niet magnetisch is, nadeel is dat dit materiaal vrijwel altijd diffuus is voor warm heliumgas, waardoor het vacuum tussen de vaten gemakkelijk verloren gaat.

2.4 Afscherming en filters

Ondanks het gebruik van een fluxtransformator is de signaal-ruis verhouding nog erg slecht. Daarom wordt er natuurlijk gefilterd, waarbij alleen de frequentieband van het te meten signaal wordt doorgelaten. Voor 50 Hz en hogere harmonischen wordt extra gefilterd. Bovendien worden signalen gemiddeld. Als bijvoorbeeld een visuele prikkel wordt aangeboden dan gebeurt dit 100x achter elkaar en de visuele evoked response uit de hersenen ten gevolge van deze 100 prikkels wordt gemiddeld. Door dit middelen verbetert de signaal-storing verhouding met een factor 10.

Een andere oplossing, zij het nogal een dure, is het gebruik van een afgeschermde kamer. Een afgeschermde kamer werkt meestal tweeërlei. Een of meer wanden zijn van μ-metaal dat een magnetische permeabiliteit van 50.000 heeft. Magnetische velden die op zo'n wand vallen worden omgebogen waardoor ze niet binnendringen. Een andere wand is van zo'n 8 mm dik aluminium. Het skineffekt zorgt dat frequentie afhankelijke velden worden afgeschermd, de velden met hogere frequentie beter dan de velden met lage frequentie.

Op de Universiteit Twente zal in de loop van 1988 een huis op een rustig plekje op de campus gebouwd worden, waarin zo'n afgeschermde kamer zal worden aangebracht.

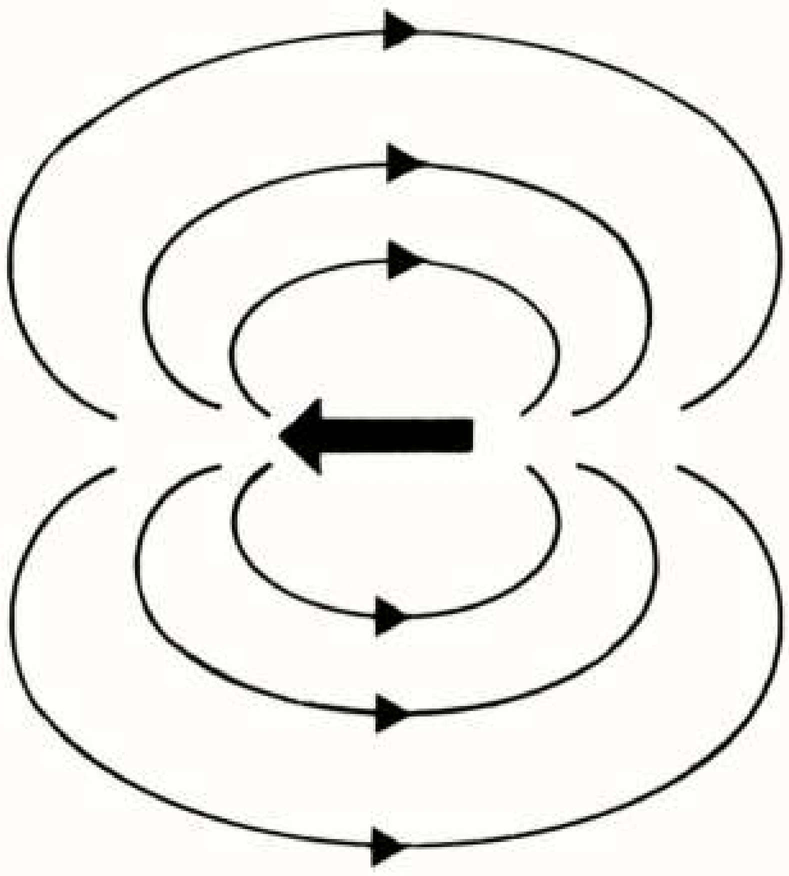
3.1 Mathematische modellen

Het magnetisch veld wordt beschreven door de Maxwellvergelijkingen. Het geleidingsvermogen, de magnetische permeabiliteit en de diëlectrische constante van de weefsels van ons lichaam zijn dusdanig dat voor signalen met frequenties onder de 1 kHz de inductieve effecten en de diëlectrische verplaatsingsstromen verwaarloosbaar zijn. Daarom kunnen we de Maxwellvergelijkingen in quasistatische benadering gebruiken.

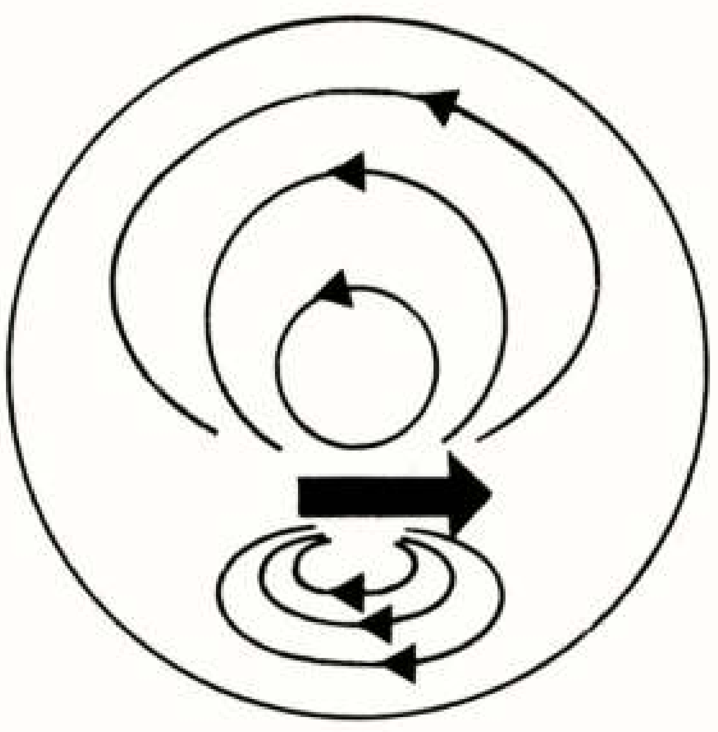
Magnetische velden worden opgewekt in het lichaam a) als er magnetisch materiaal aanwezig is en b) als er stromen door het lichaam lopen. Om vanuit de gemeten verdeling van het magnetisch veld iets te kunnen zeggen over de bronnen, moeten er mathematische modellen opgesteld worden van de bronnen en van het lichaam. We zullen ons beperken tot de modellen die nodig zijn om iets te zeggen van de stroombronnen daar deze uniek zijn voor een levend organisme.

In de membranen van de meeste cellen bevinden zich carriers waarmee selectief bepaalde soorten ionen kunnen worden getransporteerd van de ene zijde van het membraan naar de andere tegen concentratiegradiënten in. Deze processen kosten energie. Als gevolg van deze actieve processentreden ionenstromen op.

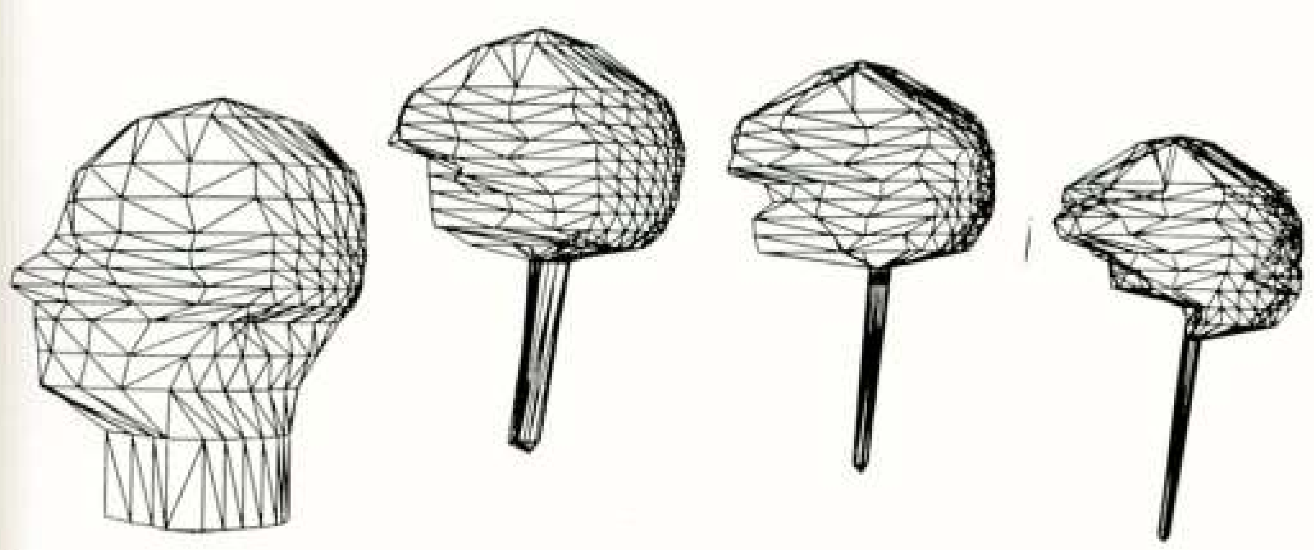
Mathematisch is op enige afstand zo'n bron te beschrijven door een stroomdipool. Een stroomdipool is een combinatie van twee puntbronnen met sterkte I en -I (dus een stroombron en een stroomput) gescheiden door een vector $\vec{a}$. Het dipoolmoment van de stroomdipool is dan gedefinieerd als $I\vec{a}$. Een physisch model van de bron is een accuutje, waarbij de inwendige stroom I is en $\vec{a}$ de vector van de negatieve naar de positieve pool. Als zo'n stroomdipool of accuutje zich in een geleidend medium, het lichaam, bevindt gaan er ohmse stromen lopen. Het magnetisch veld dat we meten wordt zowel opgewekt door de stroomdipool als door de ohmse stromen. Deze ohmse stromen worden bij de grenzen tussen gebieden met verschillende geleidbaarheid afgebogen. Dit effect is geïllustreerd in figuur 6. Dit betekent dat de vorm van het hoofd van invloed is op de stromen en dus op het gemeten magnetische veld. Aangezien hoofden van mensen onderling nogal verschillen zou bovenstaande de mogelijkheid om de bron te bepalen uit de magnetische veldfiguratie erg compliceren. Figuur 7 laat een simulatiemodel van het hoofd zien waarin het hoofd verdeeld is in 4 compartimenten, de hersenen, de cerebrospinale vloeistof, de schedel en de hoofdhuid.



Figuur 6a. Stroomlijnpatroon ten gevolge van een stroomdipool, weergegeven door de pijl, in een homogene isotrope, oneindig uitgesterkte geleider.



Figuur 6b. Stroomlijnenpatroon ten gevolge van een stroomdipool in een bolvormige, homogene, isotrope geleider.

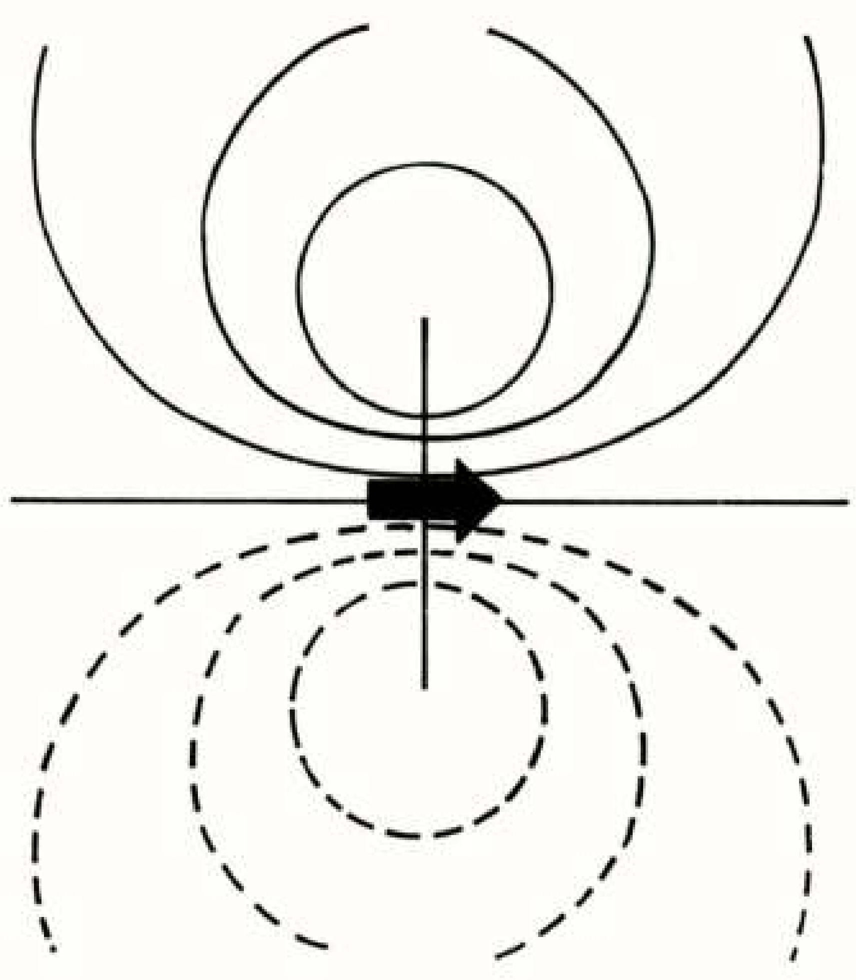


Figuur 7. Model van het hoofd, gebruikt om de invloed van het hoofd uit terekenen op het magnetisch veld en de potentiaal gegenereerd door een bron in het hoofd.

Alle genoemde compartimenten worden als homogeen en isotroop beschouwd. Berekeningen met dit model tonen aan dat als het MEG de registratie is van de component van het magnetisch veld loodrecht op het hoofd dat dan de invloed van de vorm van de compartimenten van het hoofd zeker voor bronnen in de hersenschors zeer klein is. Nu hebben de genoemde weefsels zo'n structuur dat het zeker niet te verwachten is dat ze isotroop zijn. Bij katten, bijvoorbeeld, is inderdaad aangetoond dat de electrische weerstand van de hersenschors richtingafhankelijk is. Bij mensen kunnen dergelijke metingen niet worden gedaan. Analytische berekeningen tonen aan dat de component van het magnetisch veld loodrecht op het hoofd ook niet sterk door anisotropie beïnvloed wordt. Dit alles in tegenstelling met de electrische potentiaalverdeling die sterk beïnvloed wordt door zowel de vorm van de compartimenten als de geleidbaarheid van de weefsels. Daarom is de bepaling van de bron uit MEG's veel nauwkeuriger mogelijk dan die uit EEG's.

3.2 Bepaling equivalente stroomdipool

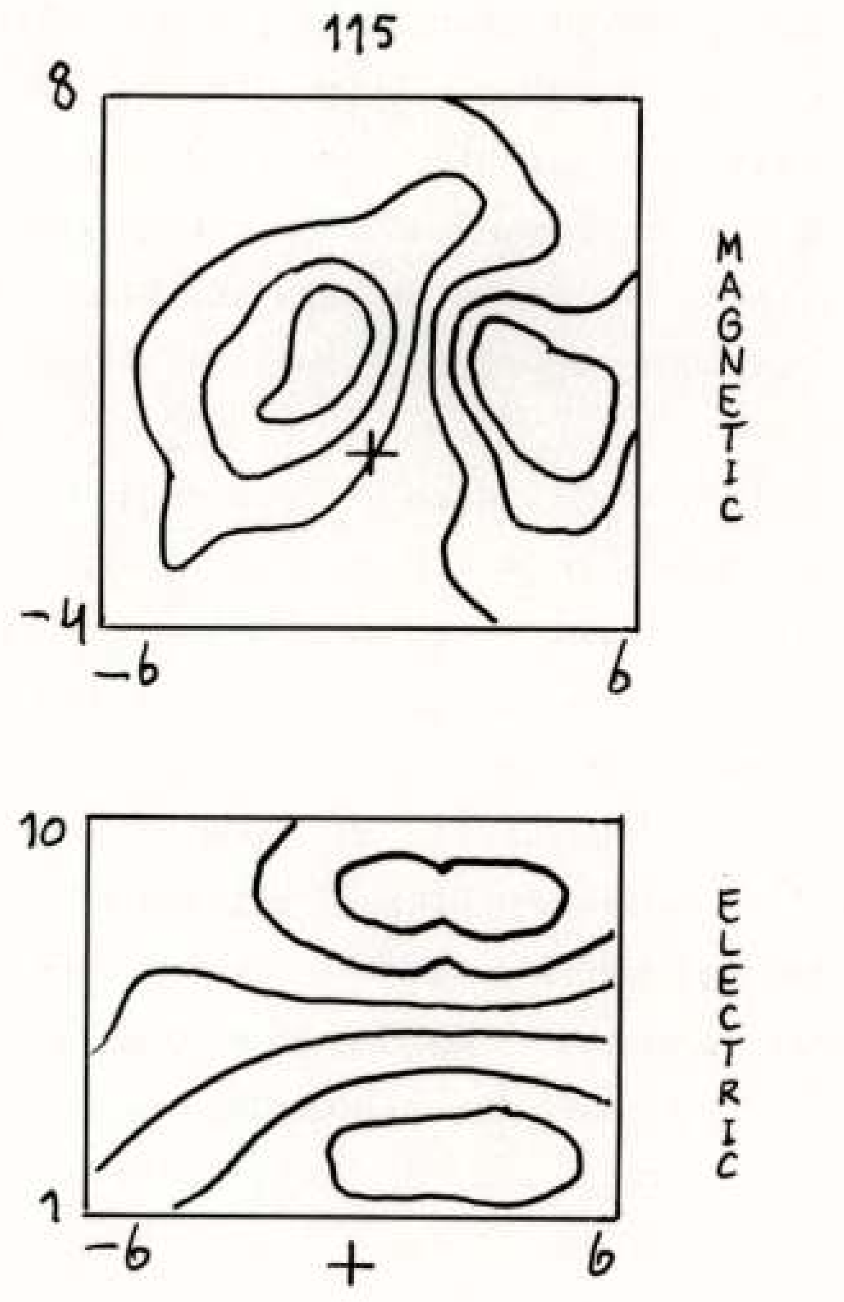
Over het algemeen wordt de gemeten distributie van het magnetisch veld vastgelegd in de vorm van isomagneetlijnenkaarten. Dit zijn kaarten die door interpolatie ontstaan en waarin iedere lijn punten met een gelijke waarde van de gemeten component van het magnetisch veld met elkaar verbindt. Deze kaarten zijn dus analoog aan hoogtelijnenkaarten in een atlas. Een voorbeeld van een isomagneetlijnenkaart wordt gegeven in figuur 8, waar de component van het magneetveld



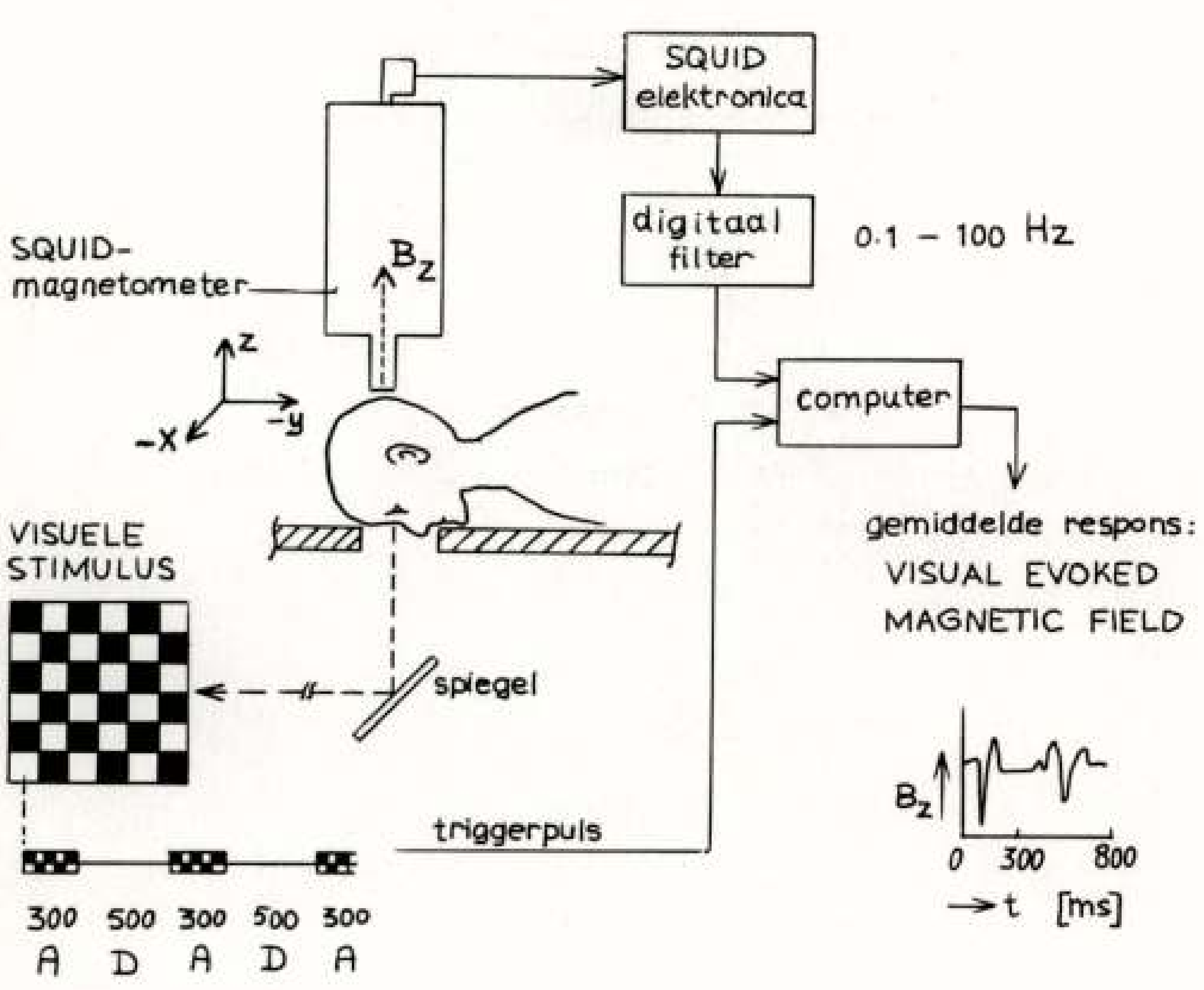
Figuur 8. Isomagneetlijnenkaart, de ohmse stromen geven geen bijdrage.

loodrecht op het vlak van tekening wordt beschouwd. De bron is een stroomdipool. De projectie van de stroomdipool is door een pijl weergegeven. De ohmse

stromen geven geen bijdrage omdat de volumegeleider bestaat uit de half-ruimte, onder het vlak van tekening, die als homogeen en isotroop beschouwd wordt. De afstand waarop de stroomdipool zich onder het vlak van tekening bevindt is $\sqrt{2}$ x afstand tussen de twee extremen in het veld. Een dipool loodrecht op het vlak van tekening zou een veld nul geven. Uit dit soort gemeten kaarten kan dus de stroomdipool bepaald worden die een veld geeft dat equivalent is met het gemeten veld. We noemen de stroomdipool de equivalente dipool en de grootte en richting staan dus model voor de bron. Figuur 9 laat een gemeten kaart zien. Het magneetveld werd gemeten bij het achterhoofd, het kruisje staat voor de achterhoofdsknobbel. De proefpersoon kreeg een visuele prikkel in de vorm van een schaakbord patroon. De metingen zijn 100x gemiddeld. Zie figuur 10 voor de meetopstelling.



Figuur 9. Een gemeten isomagneetlijnen- en isopotentiaallijnenkaart.



Figuur 10. Schematische weergave van de meetopstelling.

4. Toepassingen

In principe kunnen alle spieren, zenuwen en neuronen bestudeerd worden via magnetisch metingen. Wij zullen ons beperken tot voorbeelden van velden gegenereerd door actieve bronnen in hersenen en hart en tot voorbeelden van velden gegenereerd door passieve bronnen in lever en longen.

4.1 Het magnetisch veld van de hersenen en het hart

Een van de toepassingen van MEG is de bronbepaling van electrische activiteit bij epileptische patiënten. Epilepsie is een ziekte waarbij er spontane electrische activiteit plaats vindt doordat groepen neuronen zich synchroon ontladen. Ongeveer 9% van de bevolking heeft wel eenmaal in zijn leven een epileptische ontlading en bij ongeveer 10% van deze gevallen wordt de ziekte manifest. De meeste patiënten kunnen met medicijnen behandeld worden, maar sommige patiënten zijn resistent tegen deze medicijnen. Een gedeelte van deze patiënten is gebaat bij een chirurgische behandeling, waarbij het gebied waar de ontlading begint, het epileptisch focus, operatief wordt verwijderd. Het nauwkeurig vaststellen van het focus voordat er geopereerd wordt, is natuurlijk zeer belangrijk.

Onderzoek heeft aangetoond dat een nauwkeurige focus-lokalisatie uit MEG-metingen vaak mogelijk is. Een voordeel van deze methode is dat een patiënt niet wordt aangeraakt. Een nadeel is dat er vrijwel nooit MEG's gemeten kunnen worden tijdens een epileptische aanval, de localisatie is gebaseerd op tussentijdse kleinere ontladingen (op z.g. interictale spikes). Daarom blijven andere methoden voor het lokaliseren van het focus, zoals het meten van EEG's, het aanbrengen van diepte-electroden, het maken van CT-scans en MRI's (magnetic resonance images) noodzakelijk.

Een andere medische toepassing vinden we bij mensen die last van oorsuizingen hebben wat bij zo'n 7% van de bevolking voorkomt en wat vaak als heel naar wordt ondervonden. Het blijkt dat via magnetische metingen objectief de aanwezigheid van oorsuizen is vast te stellen. Dit betekent dat dit verschijnsel in de naaste toekomst misschien kan worden verklaard, maar het betekent ook dat nagegaan kan worden of een bepaalde therapie effectief is.

Behalve voor diagnose doeleinden wordt MEG gebruikt om te kijken hoe de hersenen georganiseerd zijn. Na aanbieding van een geluidsstimulus is na een zeker tijd een magnetische veldverandering waarneembaar. De

informatie gaat door het uitwendige gehoororgaan, via de hersenstam naar de auditieve hersenschors. Door het toedienen van geluidsprikkels en het meten van het opgewekte magnetische veld is bijvoorbeeld gebleken dat voor elke frequentie van het geluidsignaal een andere groep neuronen in de hersenschors actief wordt; dit gebeurt ook als de sterkte van het signaal wordt veranderd. Men zegt daarom dat de hersenschors zowel een tonotopic als een amplitopic organisatie heeft. Deze organisatie van de hersenen was slechts gedeeltelijk bekend uit dierproeven, waarbij via diepte-electroden potentiaalverschillen werden gemeten. Voor mensen is het pas mogelijk gebleken dit te meten via MEG.

Magnetocardiogrammen (MCG's) zijn veel eenvoudiger te meten dan de signalen van de hersenen omdat ze veel sterker zijn. Echter electrocardiogrammen (ECG's) zijn zeer eenvoudig te meten en MCG's zullen dan ook alleen gebruikt worden voor medische doeleinden als ze extra informatie bevatten, dus informatie die niet in ECG's aanwezig is en die met een andere eenvoudige, niet-bloedige methode, niet verkregen kan worden. Een van de toepassingen van MCG's is om te lokaliseren waar in het hart de oorzaak van arrythmieën schuilt. Een andere toepassing wordt gevonden bij mensen na een harttransplantatie. De magnetische veldverdeling gegenereerd door het hart en gemeten in de buurt van de borstkas blijkt zeer afhankelijk te zijn van het feit of er zich afstotingsverschijnselen voordoen.

4.2 Het magnetisch veld van lever en longen

Lichaamweefsels zijn niet magnetisch, dat wil zeggen, dat de magnetische susceptibiliteit χ van de weefsels klein is en dat er geen remanent magnetisme is. Het grootste bestanddeel van het lichaam is water. Water is diamagnetisch met $\chi = -9.10^{-6}$. De organische en minerale bestanddelen veranderen deze χ nauwelijks. Paramagnetische ionen zijn in zulke verdunde concentratie aanwezig dat het effect klein is. IJzer in de hemoglobuline van het bloed is paramagnetisch en, toch is de concentratie van rode bloedcellen zo laag, dat bloed een susceptibiliteit heeft van $\chi = -7.10^{-6}$. Dus als het lichaam in een magnetisch veld geplaatst wordt dan is de verwachte veldverandering ten gevolge van de aanwezigheid van het lichaam klein. Door de grote gevoeligheid van een SQUID-magnetometer blijken deze veranderingen toch meetbaar. Een veld van 1 mT geeft in de buurt van de huid een verandering van 100 pT (picotesla). Er kan zich echter een overmaat van ijzer voordoen in de lever. Zo'n overmaat van ijzer kan fataal zijn voor de patiënt. Tot voor kort was de enige manier om de ijzerconcentratie te bepalen de chemische analyse van een stukje leverweefsel dat verkregen was door biopsie. Met een SQUID magnetometer is de overmaat aan ijzer op een niet-bloedige manier vast te stellen. Het ijzer blijkt in zo'n vorm in de lever opgeslagen te zijn dat het paramagnetisch is. Doordat de concentratie van ijzer, zelfs in gevallen van een zeer grote overmaat, klein is geldt:

$$\chi_{lever} = \chi_0 + \alpha\chi_{Fe},$$

waarbij α de concentratie van ijzer is en χ_0 de susceptibiliteit van leverweefsel waarin totaal geen ijzer zit. χ_0 is dus negatief en χ_{Fe} positief.

Het lichaam wordt in een tijdsonafhankelijk magnetisch veld gebracht. Zo'n veld kan worden opgewekt door een supergeleidende magneet, deze bevindt zich onder in de cryostaat waarin zich ook de magnetometer bevindt. Zoals uit het voorgaande bleek kan de magnetometer slechts veranderingen in de flux meten. Daarom wordt de susceptibiliteit van de lever gemeten door het lichaam naar de cryostaat toe te bewegen. Het resulterend veld verandert dan als functie van de magnetisatie van het lichaam, dus als functie van de susceptibiliteit van de lever of ijzerconcentratie. De afstand van de fluxtransformator tot de lever is natuurlijk van belang voor de berekening. Deze wordt bepaald met behulp van ultrasound.

Een andere toepassing is het meten van de magnetisatie van de longen. Dit is vooral van belang om na te gaan hoe de invloed van het beroep is op de gezondheid. De longen zijn vaak magnetisch verontreinigd doordat samen met ander stof er magnetische deeltjes worden ingeademd. Voorbeelden vinden we in lassers, kolenmijnwerkers en asbestwerkers. De magnetisatie is dan een maat voor de verontreiniging. Ook is het mogelijk om mensen 1 mg magnetiet in te laten ademen; de mensen vervolgens in een magnetisch veld te plaatsen en na de verwijdering van het magnetisch veld het remanent magnetisme van de longen te meten. De tijdafhankelijkheid van dit remanent magnetisme zegt iets over de snelheid waarmee een long wordt gereinigd. Een van de factoren van invloed hierbij is het feit of de proefpersoon rookt of niet.

Discussie

Biomagnetische metingen kunnen helpen bij de diagnose van ziekten, maar kunnen ook gebruikt worden om physiologische processen en pathologieën van deze processen te begrijpen. De meettechniek zal in de naaste toekomst zeker nog verbeteren. Het aantal kanalen van de magnetometer, die bepalen op hoeveel plaatsen tegelijkertijd gemeten kan worden, zal hoger worden. Men vermoedt dat een 100-kanaals magnetometer binnen enkele jaren ter beschikking komt. Het gebruik van dunne filmtechnieken voor het vervaardigen van sensors en fluxtransformatoren zal van groot nut blijken. De computerverwerking van alle gegevens, inclusief het gebruik van modellen, zal zeker leiden tot kaarten van weefsels en bronnen die zeer eenvoudig interpreteerbaar zijn.

Literatuur

R. Hari and R.J. Ilmoniemi, CRC Critical Reviews in Biomedical Engineering, 1986, vol. 14, issue 2, 93-162.

S.J. Williamson, G.L. Romani, L. Kaufman and J. Modena (eds.), Biomagnetism: an Interdisciplinary Approach, Plenum Press, New York - London, 1983.

H. Weinberg, G. Stroink and T. Katila (eds.), Biomagnetism: Applications and Theory, Pergamon Press, New York - Toronto, 1985.

S.J. Swithenby (ed.), Biomagnetism and the biomagnetic inverse problem, Phys. Med. Biol., 1987, vol. 32, no. 1, 3-124.

Voordracht gehouden tijdens de 359e werkvergadering.

LEDENMUTATIES

Voorgestelde leden

Ir. A. Rijbroek, Tolakkerweg 50, 3739 JP
Hollandsche Rading.

Nieuwe leden

Ir. L.C.A. van Berkel, Kleine Laan 13, 2271 AZ
Voorburg.

Ir. J. Huizinga, Korvezeestraat 114, 2628 DE Delft.

Ing. H.S. van Leerdam, M. van Nimwegenpad 46, 3813 CL
Amersfoort.

Ir. H. van Noort, Akeleistraat 2, 2803 SP Gouda.

Ir. R.H.J.M. Plompen, Marsmanhove 198, 2726 CT
Zoetermeer.

Nieuwe adressen van leden

Ir. M.A. Kempenaar, Couwenhoven 6155, 3703 HJ Zeist.

Ir. H.J. Sanderson, Tetrodestraat 10, 5623 EN
Eindhoven.

Ir. P.F.M. Smulders, Asberg 1, 5508 DC Veldhoven.

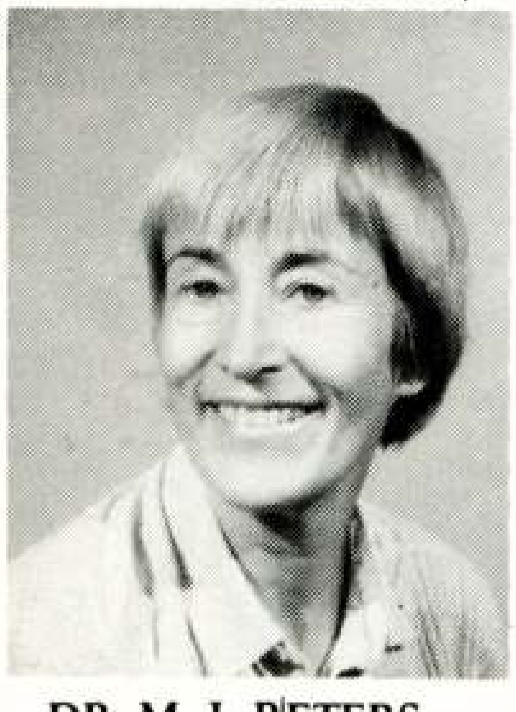
Ir. F. van de Woestijne, Munthof 7, 5551 XG
Valkenswaard.

Ir. B. Zanting, Albert Verweijlaan 88, 2182 PX
Hillegom.

NEDERLANDS ELEKTRONICA- EN RADIOGENOOTSCHAP
(359ste werkvergadering)
IEEE BENELUX SECTIE
AFDELING TELECOMMUNICATIE, KIvI



IR. TH. SCHARTEN



DR. M. J. PETERS

UITNODIGING

voor de lezingendag op **maandag 2 mei 1988** in het **Jaarbeurs Congrescentrum, Lounge Julianahal, Utrecht.**
THEMA: ELECTROMAGNETISME IN DE GENEESKUNDE.

PROGRAMMA:

09.30 uur Ontvangst en koffie.

10.00 uur **IR. TH. SCHARTEN**, (Technische Universiteit Eindhoven); ELECTROMAGNETISCHE STIMULATIE.

10.45 uur **DR. M. J. PETERS** , (Technische Universiteit Twente); BIO-MAGNETISME.

11.30 uur Koffiepauze.

12.00 uur **DR. G. H. VAN YPEREN**, (Phillips Medical Systems, Eindhoven); MAGNETIC RESONANCE IMAGING.

12.45 uur Lunch aangeboden door "Het Instrument".

Na de lunch bezoek aan de Tentoonstelling "Het Instrument".

Aanmelding voor de lezingen dient te geschieden vóór 22 april door middel van de aangehechte kaart **gefrankeerd** met **55 cent.**

Een Instrumentengids wordt gratis verstrekt.

Eindhoven, maart 1988.

Namens de samenwerkende verenigingen,
DR. IR. A. J. VINCK, NERG,
Tel. 040-473672

Conferentieaankondigingen

PATO cursussen
Digitale signaalverwerking; 14, 15, 21, 22, 28, 29/11/1988 in Eindhoven.
Glasvezelcommunicatie; 16, 23 en 30/11/1988 in Eindhoven.
Elektro-magnetische compatibiliteit; 17, 18, 24, 25/11 en 1, 2/12/1988 in Eindhoven.
Windenergie conversiesystemen; 17, 18, 19, 24, 25, 26/10/1988 in Delft.
Vermogenselektronica 1; 8, 15, 22/12/1988 en 5, 12, 19, 26/1 en 2, 9/2/1989 in Eindhoven.
Vermogenselektronica 2; 17/3, 7, 14, 21, 28/4, 5, 12, 19, 26/5/1989 in Eindhoven.
Statistische detectie en meettheorie; 6, 13, 20, 27/3, 3, 10, 17, 24/4, 1, 8/5/1989 in Enschede.
Inlichtingen over organisatie en administratie:
Orgaan voor PATO, Prinsessegracht 23, postbus 30424, 2500 GK 's-Gravenhage. Tel. 070-644957.

Globecom '88; IEEE Communications Society;
Globel Telecommunications Conference; 28, 29, 30/11 en 1/12/1988; Hollywood, Florida, U.S.A. 1)

ITG Informationstechnische Gesellschaft im VDE:

1. "Nutzung und Technik von Kommunikationsendgeräten"
   vom 13. - 15. September 1988 in Bad Nauheim

2. "Digitale Speicher"
   vom 19. - 21. September 1988 in Darmstadt

3. "Mikroelektronik für die Informationstechnik"
   vom 3. - 5. Oktober in Berlin

4. "Informationstechnik für den Menschen"
   vom 18. - 19. Oktober 1988 in Mannheim

5. "Digitale Sprachverarbeitung – Prinzipien und Anwendungen"
   vom 26. - 28. Oktober 1988 in Bad Nauheim.

6. "Hörrundfunk"
   vom 14. - 16. November 1988 in Mainz

Contact adres:
VDE-Zentralstelle Tagungen
Stresemannallee 15
D-6000 Frankfurt am Main 70
Tel. (069) 6308 - 202 und 321

Comp Euro 89; VLSI and Computer Peripherals; Hamburg; 8 - 12 May 1989. Contact adres: Prof. W.E. Proebster, I.B.M. Laboratory, Dept. 3280, 7030-14, P.O. Box 1380, D-7030 Boeblingen, Fed. Rep. of Germany; Tel. (0049) 7031 1639 29.

ICC 89; International conference on communication; 11 - 14 June 1989; Boston 1)

EPE 89; Power electronics and applications; Aachen 9 - 11 October 1989; Contact adres: EPE '89; Secretariat: VDI/VDE (GMA); Postfach 1139; D-4000 Düsseldorf 1; Tel. (0211) 6214 - 226 und 227.

Globecom 89; 27 - 30/11/1989; Dallas Texas; Call for papers 24/4/1989 1)

1) Contact adres: Ir. J.R. Brandsma, Nat. Lab., Postbus 80 000; 5600 JA Eindhoven; Tel. 040 - 74 24 82

Tijdschrift van het Nederlands Elektronica- en Radiogenootschap

Inhoud

deel 53 – nr. 4 – 1988

Druk: de Witte, Eindhoven.